

SÉRIE E

N° D'ORDRE : 30

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCEL BATHIER

AGRÉGÉ DES SCIENCES PHYSIQUES

1^{re} THÈSE. - Recherches sur le seuil photoélectrique des métaux.

2^e THÈSE. - Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 23 Février 1961 devant la commission d'examen.

M.M. DUBOIS *Président.*

JACQUINOT)

RAMBAUD)

RAOULT)

Examineurs.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546617_0016

SERIE E

N° D'ORDRE: 30

T H E S E S

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Marcel BATHIER

Agrégé des Sciences Physiques

1^{ère} THESE: RECHERCHES SUR LE SEUIL PHOTOELECTRIQUE
DES METAUX

2^e THESE: PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 23 février 1961 devant la Commission d'Examen

MM. DUBOIS
JACQUINOT
RAMBAUD
RAOULT

Président
Examineurs



F A C U L T E D E S S C I E N C E S
D E
L' U N I V E R S I T E D E C L E R M O N T

DOYEN

M. REMY Paul

DOYENS HONORAIRES

M. DUBOIS Emmanuel

M. HOVASSE Raymond

M. DELANGE Hubert



ASSESEUR

M. DUBOIS Emmanuel

PROFESSEURS

M. DUBOIS Emmanuel	T	Physique
M. HOVASSE Raymond	T	Zoologie Générale & Appliquée
M. CHAZE Jean	T	Botanique Pure & Appliquée
M. RAMBAUD René	T	Chimie
M. REMY Paul	T	Chimie Industrielle
M. BLANC Eugène	T	Mécanique Rationnelle
M. ROQUES Maurice	T	Géologie, Minéralogie
M. LAPADU-HARGUES Pierre	T TP	Minéralogie
M. TRUFFAULT Robert	T TP	Chimie
M. IUTZ Hubert	T TP	Zoologie
M. RAOULT Gaston	T	Physique
M. SAMUEL Pierre	T	Calcul Différentiel & Intégral
M. CHAMPAGNAT Paul	T	Physiologie Végétale
M. DUPLESSIS-KERGOMARD Alain	T TP	Chimie P.C.B.
M. KRASNER Marc	T	Algèbre Supérieure
M. AVAN Louis	T	Physique Expérimentale
M. PARIAUD Jean-Charles	T	Chimie Physique

MAITRES DE CONFERENCES

Mme. HENNEQUIN Françoise	Mathématiques
M. DE PUYTORAC Pierre	Biologie
Mlle. BERTHET Ginette	Physique
Mme. AVAN Madeleine	Physique
M. COMBE René	Physique
M. LOISEAU Jean	Botanique
M. DELOST Paul	Physiologie Animale
M. PETERIONGO Jean-Marc	Géologie
Mlle. DONDON Marie-Louise	Chimie Physique
M. SAUREL Jean	Physique
M. VESSIERE Roger	Chimie
M. LAFON Jean-Pierre	Mathématiques

SECRETAIRE PRINCIPAL

M. BRETAGNE Gaëtan

A MON MAITRE

MONSIEUR EMMANUEL DUBOIS

Professeur à la Faculté des Sciences de Clermont
Doyen Honoraire

en témoignage de ma respectueuse gratitude

A MES PARENTS

A MA FEMME

Nos recherches ont été effectuées au Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Clermont, sous la direction de Monsieur le Professeur DUBOIS, Doyen Honoraire

Nous exprimons à Monsieur DUBOIS notre respectueux attachement et notre profonde reconnaissance pour la bienveillance avec laquelle il a dirigé notre travail, les conseils précieux et les encouragements qu'il n'a cessé de nous prodiguer, et l'aide constante qu'il nous a apportée en nous permettant d'acquérir le matériel nécessaire à notre travail expérimental.

Nous remercions bien vivement Monsieur le Professeur RAOULT qui nous a fait profiter de son expérience dans le domaine des mesures électrométriques et a mis aimablement à notre disposition le matériel du Laboratoire de Radio-électricité qui nous était utile.

Nous remercions également nos collègues Messieurs ROCHE et BERNARD pour l'aide amicale qu'ils nous ont apportée au cours de notre travail, ainsi que les techniciens du laboratoire, Messieurs PIERRE, CERCY et DEMAS, dont la collaboration toujours empressée nous a été précieuse dans l'exécution des montages que nous avons réalisés. Sans le concours de tous, notre tâche n'aurait pu être menée à bien.

Notre collègue Monsieur ROCHE, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences, a relu notre manuscrit; nous l'en remercions cordialement.

Monsieur le Professeur RAMBAUD, Directeur de l'Institut de Chimie de Clermont, a bien voulu nous proposer le sujet de notre deuxième thèse. Nous lui exprimons notre vive gratitude.

Nous prions Monsieur le Professeur JACQUINOT, de la Faculté des Sciences de Paris, qui nous a fait l'honneur d'accepter de participer à notre jury, de vouloir bien trouver ici l'expression de notre profonde reconnaissance.

INTRODUCTION

I) HISTORIQUE

L'effet photoélectrique a été découvert par HERTZ (1) en 1887. Au cours d'expériences sur la résonance électrique, HERTZ a observé que l'étincelle produite dans le circuit récepteur éclate pour un intervalle accru entre les électrodes lorsqu'on éclaire celles-ci soit au moyen de l'étincelle produite dans le circuit émetteur, soit au moyen d'une source lumineuse auxiliaire; il a montré que le phénomène est dû aux radiations ultra-violettes.

En 1888, HALIWACHS (2) a réalisé l'expérience fondamentale mettant en évidence l'émission de charges électriques par un métal soumis à l'action de la lumière: une plaque de zinc reliée à un électroscope est éclairée par un arc au charbon; si la plaque est chargée positivement, elle conserve sa charge; si elle est chargée négativement, elle se décharge. HALIWACHS a ainsi établi que l'effet photoélectrique consiste en l'émission d'électricité négative par le métal éclairé.

En 1890, ELSTER et GEITEL (3) construisirent la première cellule photoélectrique, constituée par une cathode de métal alcalin et une anode dans une ampoule vide d'air; une source extérieure de tension fournissait une différence de potentiel accélératrice permettant d'obtenir un courant permanent dans le circuit lorsque la cathode était soumise à l'action de la lumière visible.

LENARD (4) a établi en 1899 que les charges négatives émises par la surface photosensible sont constituées par des électrons dont l'énergie cinétique est indépendante de l'intensité de la lumière et dont le nombre, par unité de temps, est proportionnel à l'intensité lumineuse.

Ce résultat, inexplicable par la théorie électromagnétique, a été interprété en 1905 par EINSTEIN (5) qui a appliqué la théorie quantique à l'étude de l'effet photoélectrique: un photon incident, absorbé par le métal, produit l'émission d'un électron. L'énergie $W = h\nu$ du photon est la somme du travail d'extraction W_0 et de l'énergie cinétique $E_0 = \frac{1}{2} m_0 \cdot v^2$ acquise par l'électron:

$$W = W_0 + E_0 ,$$

soit:
$$h\nu = h\nu_0 + \frac{1}{2} m_0 \cdot v^2$$

si l'on exprime le travail d'extraction par la relation $W_0 = h\nu_0$ qui fait apparaître la fréquence du seuil ν_0 .

Selon EINSTEIN, le seuil photoélectrique ν_0 d'un métal donné est parfaitement déterminé: seules les radiations de fréquence ν supérieure à ν_0 produisent l'émission de photoélectrons; d'autre part, pour une radiation incidente de fréquence ν donnée, la vitesse v d'émission des électrons est elle-même parfaitement déterminée.

L'équation d'EINSTEIN a fait l'objet de nombreuses vérifications expérimentales qui furent l'oeuvre de HUGHES (6), MILLIKAN (7) et KADESCH (8) notamment.

La théorie électronique des métaux de SOMMERFELD (9), qui considère l'ensemble des électrons libres du métal comme un gaz dégénéré obéissant à la statistique quantique de FERMI-DIRAC, a permis d'élaborer des théories plus complètes de l'émission photoélectrique. Les premières études dans ce sens furent faites par WENTZEL (10); d'autres théories suivirent, dues à FRÖHLICH (11), puis à TAMM et CHOUBINE (12). Leurs résultats, très compliqués, peuvent difficilement être soumis à une analyse expérimentale.

La théorie la plus intéressante de l'effet photoélectrique est l'oeuvre de FOWLER (13). Elle a complètement bouleversé la notion de seuil photoélectrique. Nous allons en rappeler succinctement les bases et les résultats fondamentaux.

II) THEORIE DE FOWLER

Au zéro absolu, selon la statistique classique de MAXWELL, les électrons libres du métal sont au repos; leur énergie cinétique est nulle. Selon la statistique quantique de FERMI, les énergies des différents électrons sont comprises, au zéro absolu, entre zéro et une valeur maximale déterminée μ_0 , de l'ordre de 10 électrons-volts.

Lorsque la température croît, l'énergie d'agitation thermique des électrons ($\frac{3}{2} k.T$ selon la statistique classique) reste faible aux températures usuelles: 0,04 eV à 300 °K; elle est très inférieure à l'énergie des photons incidents (4 à 5 eV), ce qui a permis à EINSTEIN de n'en point tenir compte dans sa théorie. La statistique de FERMI conduit à des résultats tout différents: l'énergie des électrons varie peu avec la température, mais sa limite supérieure devient de moins en moins bien définie quand la température augmente.

Ces résultats sont illustrés par les courbes de la figure 1, obtenues en portant en abscisses la composante V de la vitesse des électrons (exprimée en électrons-volts) dans une direction quelconque et en ordonnées le nombre d'électrons N .

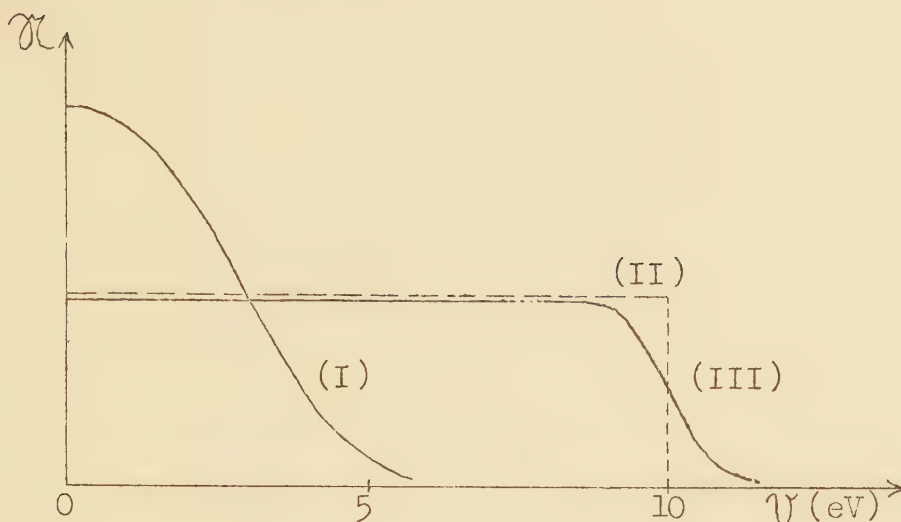


fig.1.

- (I) : Distribution de MAXWELL pour $T > 0$ °K.
 (II) : Distribution de FERMI pour $T = 0$ °K.
 (III): Distribution de FERMI pour $T > 0$ °K.

Aux températures usuelles, les électrons ne quittent pas spontanément le métal en nombre appréciable. Un électron s'échappe s'il acquiert une énergie au moins égale au travail d'extraction; le travail d'extraction W_0 représente la hauteur de la barrière de potentiel qui empêche les électrons de quitter le métal. Si un électron d'énergie initiale E absorbe un quantum d'énergie $h\nu$, la condition pour qu'il soit émis s'écrit:

$$E + h\nu \geq W_0.$$

La statistique classique considère E comme négligeable à température ordinaire ($E \ll h\nu$), d'où la fréquence ν_0 du seuil donnée par la relation:

$$W_0 = h\nu_0.$$

L'expérience donne, pour les métaux usuels:

$$h\nu_0 \simeq 4 \text{ eV.}$$

La valeur de la barrière de potentiel est donc, selon la statistique de MAXWELL:

$$W_0 \simeq 4 \text{ eV.}$$

La statistique de FERMI attribue aux électrons, au zéro absolu, une énergie E satisfaisant à la relation:

$$0 \leq E \leq \mu_0.$$

Au zéro absolu, le seuil ν_0 est tel que:

$$h\nu_0 = W_0 - \mu_0.$$

et la barrière de potentiel a pour valeur:

$$W_0 = h\nu_0 + \mu_0 \simeq 14 \text{ eV.}$$

La vitesse maximale v_m des photoélectrons satisfait alors à la relation:

$$\frac{1}{2} m_0 \cdot v_m^2 = h\nu - (W_0 - \mu_0) = h\nu - h\nu_0.$$

C'est l'équation d'EINSTEIN, valable à 0 °K, température à laquelle le seuil photoélectrique et la vitesse maximale des photoélectrons sont parfaitement définis.

A toute autre température, l'énergie maximale μ_0 des électrons libres n'est plus définie avec précision. Il en est donc de même pour le seuil ν_0 et pour la vitesse v_m .

La théorie de FOWLER permet d'exprimer l'intensité I du courant photoélectrique en fonction de la fréquence ν de la lumière excitatrice, c'est-à-dire d'établir la loi de distribution spectrale $I(\nu)$.

Les fréquences les plus grandes utilisées dans la pratique ne dépassent pas la fréquence du seuil de plus de 50 %. Cette remarque a permis à FOWLER de faire les approximations suivantes, valables pour les fréquences ne s'écartant pas trop de ν_0 :

Les électrons pouvant être émis sont ceux dont l'énergie initiale est peu inférieure à l'énergie maximale de FERMI. On peut admettre que les électrons d'énergie plus faible ne quittent pas le métal.

Les vitesses des électrons susceptibles d'être émis variant sur un petit intervalle, la probabilité pour que l'un de ces électrons absorbe un quantum incident est la même pour tous.

La loi de distribution spectrale établie à partir de ces hypothèses simplificatrices est donc valable au voisinage du seuil. La marche des calculs est la suivante.

Etant donné un électron de vitesse u à l'intérieur du métal, soit ξ la composante de la vitesse normale à la surface du métal.

On appelle énergie normale de l'électron la quantité:

$$\epsilon_n = \frac{1}{2} m_0 \xi^2.$$

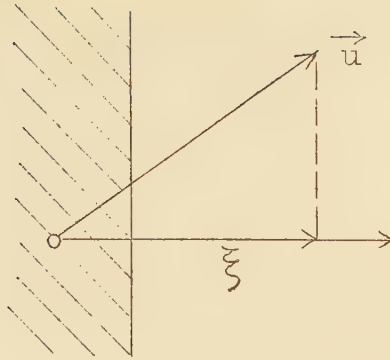


fig.2.

La statistique de FERMI permet de calculer le nombre $n(\epsilon_n) d\epsilon_n$ des électrons d'énergie normale comprise entre ϵ_n et $\epsilon_n + d\epsilon_n$ qui frappent l'unité de surface du métal pendant l'unité de temps. Le calcul donne:

$$n(\epsilon_n) d\epsilon_n = \frac{4\pi m_0 k.T}{h^3} \text{Log} \left(1 + e^{\frac{\mu - \epsilon_n}{kT}} \right) d\epsilon_n,$$

avec: $\mu = \frac{h^2}{2 m_0} \left(\frac{3 n}{8 \pi} \right)^{\frac{2}{3}}$ en première approximation.

m_0 : masse de l'électron,
 k : constante de BOLTZMANN,
 T : température absolue,
 h : constante de PLANCK,
 n : nombre d'électrons libres par unité de volume.

FOWLER a obtenu le nombre n_0 des électrons pouvant être émis par l'unité de surface en une seconde en intégrant l'expression de $n(\epsilon_n) d\epsilon_n$ pour les valeurs de ϵ_n supérieures à $W_0 - h\nu$:

$$n_0 = \int_{W_0 - h\nu}^{\infty} n(\epsilon_n) d\epsilon_n.$$

Si l'on pose: $x = \frac{\mu - (W_0 - h\nu)}{kT}$, on trouve:

1°) pour $x \leq 0$, soit $h\nu \leq W_0 - \mu$:

$$n_0 = \frac{4\pi m_0 k^2 T^2}{h^3} \left[\frac{x}{e} - \frac{e^{2x}}{2^2} + \frac{e^{3x}}{3^2} - \dots \right].$$

2°) pour $x \geq 0$, soit $h\nu \geq W_0 - \mu$:

$$n_0 = \frac{4\pi m_0 k^2 T^2}{h^3} \left[\frac{\pi^2}{6} + \frac{x^2}{2} - \left(e^{-x} - \frac{e^{-2x}}{2^2} + \frac{e^{-3x}}{3^2} - \dots \right) \right].$$

L'intensité du courant photoélectrique a pour expression:

$$I = \alpha e_0 n_0, \quad \text{avec:}$$

e_0 : charge de l'électron en valeur absolue,
 α : probabilité pour qu'un électron capte un photon.

D'où: $I = \alpha A T^2 \varphi(x), \quad \text{avec:}$

$$A = \frac{4\pi e_0 m_0 k^2}{h^3} \quad (\text{constante universelle}),$$

$\varphi(x)$: fonction entre crochets.

L'expression du courant photoélectrique I détermine les courbes de distribution spectrale:

A) Pour $T = 0$ °K.

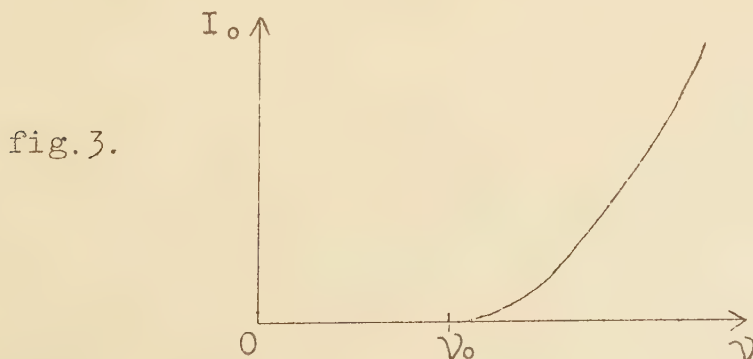
1°) $h\nu \leq W_0 - \mu$ entraîne $x = -\infty$, d'où: $I_0 = 0$.
 2°) $h\nu \geq W_0 - \mu$ entraîne $x = +\infty$, d'où:

$$I_0 = \frac{1}{2} \frac{\alpha A}{k^2} [h\nu - (W_0 - \mu)]^2.$$

La courbe de distribution spectrale est une branche de parabole de sommet

$$\nu_0 = \frac{W_0 - \mu}{h}.$$

Le seuil est défini avec précision.



B) Pour $T > 0 \text{ } ^\circ\text{K}$, la courbe $I(\nu)$ est asymptote à l'axe des abscisses; il n'y a pas de seuil défini avec précision.

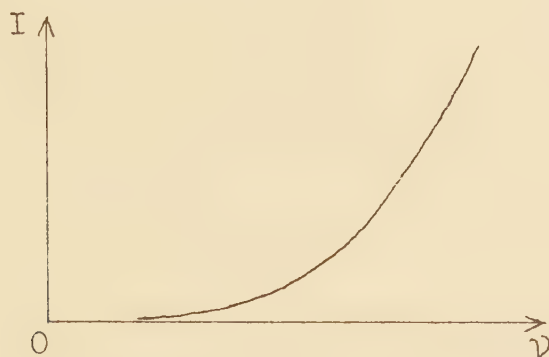


fig.4.

Pour la commodité du langage, FOWLER appelle seuil photoélectrique à la température T la fréquence caractéristique ν_0 définie par $h\nu_0 = W_0 - \mu$ (soit $x = 0$), qui serait le seuil au zéro absolu si W_0 et μ ne variaient pas avec la température.

L'analyse des résultats expérimentaux et la détermination du seuil ν_0 peuvent être faites par la méthode graphique de FOWLER. On écrit l'expression de la loi de distribution spectrale:

$$I = \alpha A T^2 \varphi(x)$$

sous la forme:
$$\log\left(\frac{I}{T^2}\right) = \log(\alpha A) + \log \varphi(x) ,$$

soit:
$$\log\left(\frac{I}{T^2}\right) = B + \Phi(x) ,$$

avec: $B = \log(\alpha A)$: terme indépendant de ν et de T ,
constant pour un métal donné,

$\Phi(x) = \log \varphi(x)$: fonction de FOWLER.

La fonction de FOWLER est une fonction universelle de la variable:

$$x = \frac{\mu - (W_0 - h\nu)}{k.T} = \frac{h(\nu - \nu_0)}{k.T} ,$$

valable pour tous les métaux à toute température. Des tables numériques de la fonction de FOWLER ont été établies (14). Elles permettent de tracer la courbe de FOWLER dont l'allure est la suivante.

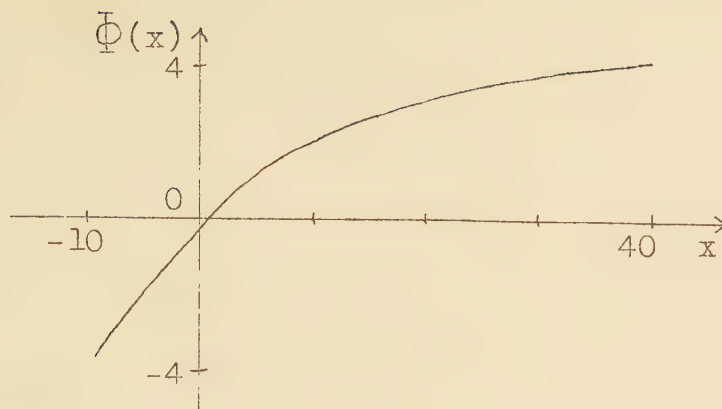


fig.5.

Pour déterminer le seuil d'un métal donné, on mesure l'intensité du courant photoélectrique I pour différentes valeurs de la fréquence ν et on construit la courbe représentant $\log(I/T^2)$ en fonction de $h\nu/kT$. Cette courbe coïncide avec la courbe de FOWLER après une translation d'amplitude B , parallèle à l'axe des ordonnées, et une translation d'amplitude $h\nu_0/kT$, parallèle à l'axe des abscisses. L'amplitude de la première translation dépend des unités de courant et d'intensité lumineuse. De la seconde translation, on déduit la valeur de ν_0 .

Les résultats expérimentaux concernant les métaux parfaitement dégazés ont toujours été en excellent accord avec les résultats théoriques de FOWLER, à toutes les températures.

Citons, en particulier, les mesures de WARNER (15) pour le tungstène, de GLASOE (16) pour le cuivre et le fer, de DUBRIDGE et ROEHR (17) (18) pour le molybdène, le palladium et le zinc, de DUBRIDGE et SMITH (19) pour le tungstène thorié.

III) EFFET PHOTOELECTRIQUE ET EFFET VOLTA

On appelle effet VOLTA V d'un métal la brusque chute de potentiel électrostatique qu'on observe lorsqu'on traverse la surface du métal en allant vers l'extérieur.

Un métal est dit d'autant plus électronégatif que V est plus grand.

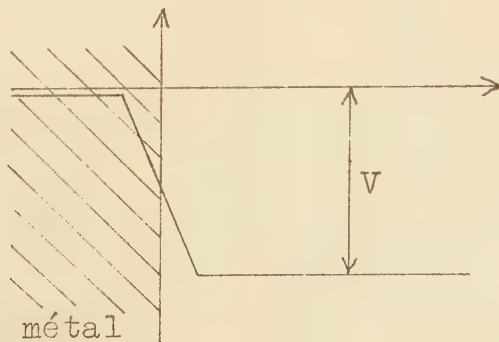


fig.6.

Pour arracher un électron au métal, il faut lui fournir l'énergie e_0V qu' EINSTEIN (20) a identifiée au travail d'extraction W_0 :

$$W_0 = e_0V.$$

Compte tenu de la relation:

$$W_0 = h \nu_0$$

qui fait apparaître la fréquence du seuil photoélectrique, on obtient:

$$e_0V = h \nu_0.$$

La théorie d' EINSTEIN prévoit donc que les métaux les plus électronégatifs sont ceux dont la fréquence du seuil ν_0 est la plus élevée.

LUKIRSKY et PRILEZAEV (21) ont vérifié expérimentalement, pour huit métaux usuels, que les valeurs de V et de $h \nu_0/e_0$, de l'ordre du volt, concordent de manière très satisfaisante.

IV) OBJET DE NOS RECHERCHES

L'action de l'oxygène et celle de la vapeur d'eau sur l'effet VOLTA des métaux préalablement dégazés par chauffage dans le vide ont été étudiées par DUBOIS (22) (23), de manière systématique, sur un grand nombre de métaux. L'auteur a établi que l'action de l'oxygène produit toujours une variation négative de l'effet VOLTA, c'est-à-dire une augmentation de V , alors que l'action de la vapeur d'eau entraîne une diminution de V .

La théorie d'EINSTEIN laisse prévoir que les propriétés photoélectriques des métaux doivent être modifiées par l'action de l'oxygène et de la vapeur d'eau, une augmentation de V entraînant un accroissement de la fréquence du seuil et une diminution de V provoquant un abaissement de ν_0 .

Nous avons fait l'étude expérimentale de la distribution spectrale du photocourant pour plusieurs métaux dégazés, puis soumis à l'action de l'oxygène d'une part, de la vapeur d'eau d'autre part.

Pour chaque métal, nous avons analysé les résultats par la méthode de FOWLER, ce qui nous a permis de discuter la validité des résultats théoriques dans le cas des métaux non dégazés, et nous avons comparé les variations de l'effet photoélectrique aux variations de l'effet VOLTA.

CHAPITRE I

MESURE DES COURANTS PHOTOELECTRIQUES

Le principe du dispositif expérimental permettant l'étude de l'émission photoélectrique d'une cathode c est illustré par le schéma ci-dessous (fig.7).

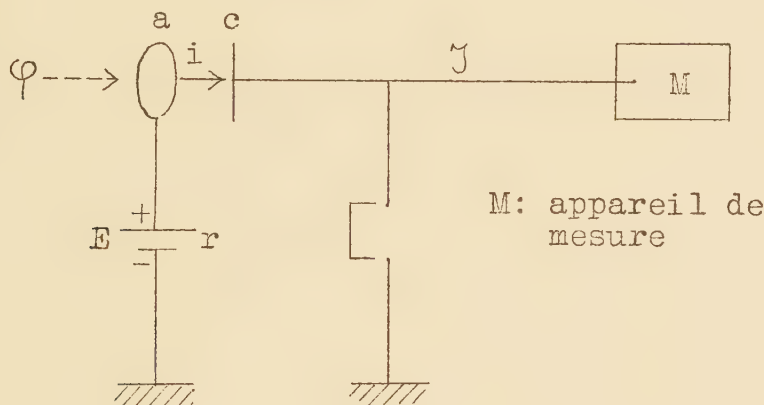


fig.7.

Soit, à un instant donné, $u = u_a - u_c$ la différence de potentiel entre l'anode a et la cathode c qui reçoit le flux lumineux φ . Le courant photoélectrique i à cet instant est fonction de φ et de u :

$$i = f(\varphi, u). \quad (\text{I})$$

Les petites variations $\Delta\varphi$ de φ et Δu de u entraînent la variation Δi de i telle que:

$$\Delta i = \frac{\partial i}{\partial \varphi} \Delta \varphi + \frac{\partial i}{\partial u} \Delta u. \quad (\text{II})$$

BOUTRY (24) appelle résistance apparente de la cellule, ou résistance équivalente, au point de fonctionnement (φ, u, i) , la quantité: $\rho = \partial u / \partial i$ ce qui permet d'écrire la relation (II') sous la forme:

$$\rho \Delta i = \rho \frac{\partial i}{\partial \varphi} \Delta \varphi + \Delta u.$$

La résistance apparente d'une cellule a toujours une valeur extrêmement élevée; c'est pourquoi l'électromètre, dont la résistance est elle-même très grande, est l'appareil le mieux adapté à la mesure directe des courants photoélectriques.

I) METHODE DYNAMIQUE D'UTILISATION DES ELECTROMETRES

Nous allons exposer et discuter la méthode de mesure des courants photoélectriques que nous avons utilisée.

Initialement, le conducteur $\mathcal{J}$ est au sol (pris pour origine des potentiels). La cathode c recevant le flux lumineux constant Φ , le courant photoélectrique a la valeur constante I déduite de l'expression générale (I):

$$I = f(\Phi, E - rI) \simeq f(\Phi, E),$$

car rI est négligeable devant E (E : plusieurs dizaines de volts, r de l'ordre de l'ohm, I de l'ordre de 10^{-16} ampère).

A l'instant zéro, on coupe la communication avec le sol (fig.7). Soit v le potentiel de $\mathcal{J}$ à l'instant t et i le courant photoélectrique au même instant; on a alors:

$$u = u_a - u_c = E - ri - v \simeq E, \text{ car } v \ll E,$$

$$\text{d'où: } i = f(\Phi, E - ri - v) \simeq f(\Phi, E),$$

$$i \simeq I.$$

Le courant photoélectrique peut donc être considéré comme constant si le flux lumineux reste lui-même invariable.

I) PREMIER CAS: Le système constitué par le conducteur isolé $\mathcal{J}$ et l'électromètre équivaut à un condensateur de capacité C constante (cas d'une lampe électromètre).

1) Isolement parfait (cas idéal).

Montage équivalent:

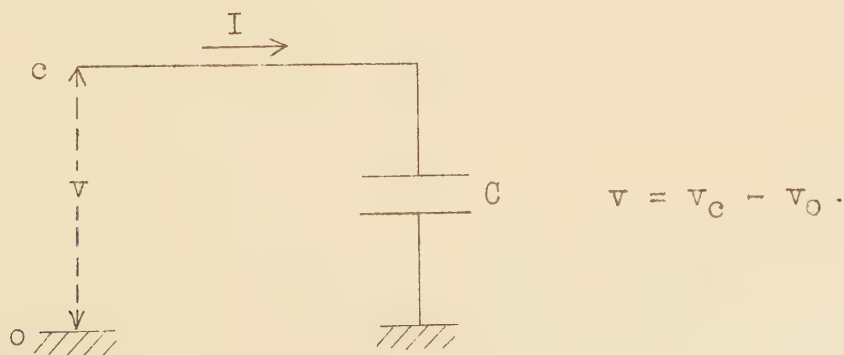


fig.8.

La charge q du condensateur à l'instant t satisfait aux égalités:

$$q = It = Cv ,$$

d'où:
$$v = \frac{I}{C} t .$$

La tension mesurée par l'électromètre est proportionnelle à l'intensité I du courant photoélectrique et au temps t ; elle est inversement proportionnelle à la capacité C (intérêt des connexions courtes).

Connaissant l'indication de l'électromètre au bout d'un temps donné, on détermine I .

2) Isolement imparfait (cas réel). Soit R la résistance d'isolement.

Montage équivalent:

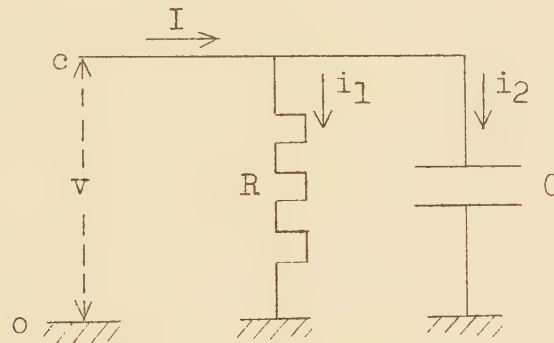


fig.9.

$$i_1 + i_2 = I \quad , \quad (III)$$

$$v = Ri_1 \quad , \quad i_1 = \frac{v}{R} \quad , \quad (IV)$$

$$i_2 dt = C dv \quad , \quad i_2 = C \frac{dv}{dt} \quad , \quad (V)$$

$$\frac{v}{R} + C \frac{dv}{dt} = I \quad ,$$

d'où:
$$v = RI + \mathcal{A} e^{-\frac{t}{R.C}} ,$$

avec les conditions initiales: $t = 0$, $v = 0$
qui entraînent: $\mathcal{A} = -RI$

et:
$$v = RI \left(1 - e^{-\frac{t}{R.C}} \right) .$$

v tend vers la limite RI d'autant plus lentement que la constante de temps $\tau = RC$ est plus grande.

Ordre de grandeur: pour $R = 10^{14}$ ohms et

$$C = 100 \text{ u.e.s.C.G.S.} = \frac{100}{9 \times 10^{11}} \text{ F} \simeq 10^{-10} \text{ F}; \text{ on a:}$$

$$\tau \simeq 10^4 \text{ s} \simeq 3 \text{ heures.}$$

On ne peut alors attendre que v ait pratiquement atteint sa valeur limite, car la durée des mesures serait exagérée.

Tant que t reste très inférieur à τ , la loi de variation de v en fonction de t est sensiblement la même que dans le cas idéal d'une résistance infinie. En effet:

$$e^{-\frac{t}{RC}} = 1 - \frac{t}{RC} + \frac{1}{2} \left(\frac{t}{RC} \right)^2 - \frac{1}{6} \left(\frac{t}{RC} \right)^3 + \dots,$$

$$v = RI \left[\frac{t}{RC} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{RC} \right)^2 + \dots \right],$$

$$v = \frac{I}{C} t \left(1 - \frac{t}{2RC} + \dots \right),$$

soit:
$$v \simeq \frac{I}{C} t$$

avec une erreur relative inférieure à $\frac{t}{2RC} = \frac{t}{2\tau}$.

Pour $\tau = 10^4 \text{ s}$ et $t = 10 \text{ s}$, on a: $\frac{t}{2\tau} = \frac{1}{2000}$.

La loi de variation de v ne dépend donc pas de la valeur de R pour t très inférieur à τ . Des variations éventuelles de la résistance d'isolement ne perturbent alors pas les mesures, à condition que R reste du même ordre de grandeur.

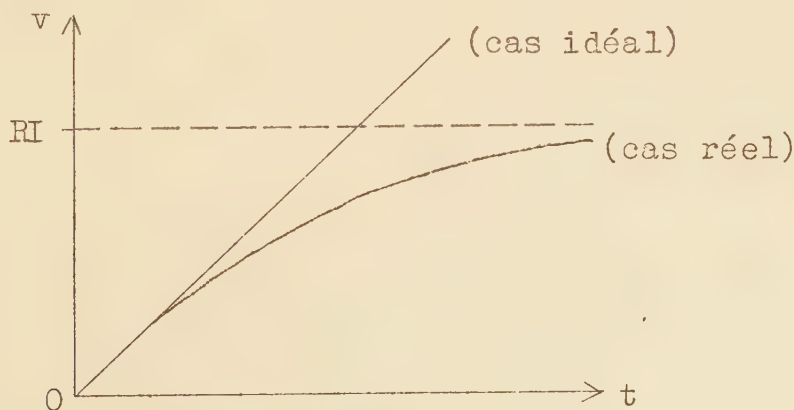


fig. 10.

II) SECOND CAS: La capacité varie lorsque l'électromètre dévie (cas d'un électromètre à quadrants).

Nous traiterons directement le cas réel d'une résistance d'isolement R de valeur finie.

A) Montage hétérostatique.

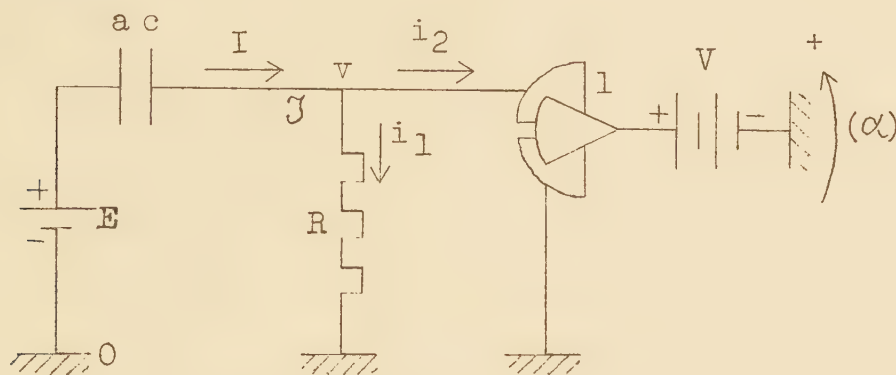


fig. 11.

Les relations (III) et (IV) demeurent valables.

Notations.

- C : capacité du conducteur J ,
- $-C'$: coefficient d'influence de l'aiguille de l'électromètre sur le conducteur J (C' : capacité aiguille-quadrants l),
- $-C_1$: coefficient d'influence de l'anode sur le conducteur J ,
- v : potentiel du conducteur J ,
- V : potentiel de l'aiguille,
- E : potentiel de l'anode,
- Q : charge du conducteur J ,
- α : déviation de l'aiguille.

La charge de J est donnée par la relation:

$$Q = Cv - C'V - C_1E,$$

avec: $\frac{dC'}{d\alpha} = -A$ (constante), soit: $C' = C'_0 - A\alpha$.

D'où: $Q = Cv + (A\alpha - C'_0)V - C_1E$.

Initialement: $v = 0$, $\alpha = 0$, $Q_0 = -C'_0V - C_1E$.

Lorsque la charge de J s'est accrue de q_2 :

$$q_2 + Q_0 = Cv + (A\alpha - C'_0)V - C_1E,$$

$$q_2 = Cv + AV\alpha.$$

L'expression générale de la déviation:

$$\alpha = K(V_1 - V_2) \left(V - \frac{V_1 + V_2}{2} \right), \quad (\text{VI})$$

dans laquelle V_1 et V_2 sont les potentiels respectifs des deux paires de quadrants et K une constante de l'appareil, devient, pour $V_1 = v$ et $V_2 = 0$:

$$\alpha = Kv \left(V - \frac{v}{2} \right) \simeq K V v,$$

ce qui entraîne:

$$q_2 = C v + A K V^2 v = (C + A K V^2) v.$$

D'où: $i_2 dt = (C + A K V^2) dv,$

$$i_2 dt = C' dv, \quad (\text{V}')$$

avec: $C' = C + A K V^2$

au lieu de: $i_2 dt = C dv \quad (\text{V})$

dans le cas de la capacité constante.

On en déduit:

$$v = R I \left(1 - e^{-\frac{t}{R C'}} \right).$$

La constante de temps $\tau' = R C'$ est supérieure à τ , pour les mêmes valeurs de R et de C , puisque A et K sont positifs.

Pour $t \ll \tau'$, on a: $v \simeq \frac{I}{C'} t.$

B) Montage hétérostatique symétrique.

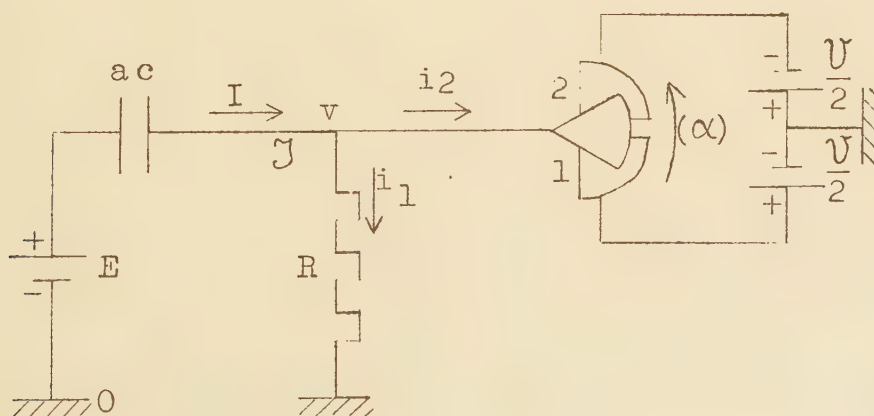


fig. 12.

Notations.

C' : capacité aiguille-quadrants 1,

C'' : capacité aiguille-quadrants 2.

On a:
$$Q = Cv - C' \frac{V}{2} + C'' \frac{V}{2} - C_1 E ,$$

$$Q = Cv + (C'' - C') \frac{V}{2} - C_1 E ,$$

$$\left. \begin{aligned} C' &= C'_0 - A\alpha \\ C'' &= C''_0 + A\alpha \end{aligned} \right\} \quad C'' - C' = 2A\alpha .$$

Initialement: $v = 0$, $\alpha = 0$, $Q_0 = -C_1 E$.

Lorsque la charge de $\mathcal{J}$ s'est accrue de q_2 :

$$q_2 = Cv + AV\alpha .$$

La relation (VI) donne, pour $V_1 = \frac{V}{2}$, $V_2 = -\frac{V}{2}$ et $V = v$:

$$\alpha = K V v .$$

On obtient donc le même résultat qu'avec le montage hétérostatique pour $V = V$.

Ordre de grandeur: pour un électromètre d'un modèle usuel, nous avons déterminé (25)

$$\begin{aligned} A &= 8,4 \text{ u.e.s.C.G.S.}, \\ K &= 29,6 \text{ u.e.s.C.G.S.} \end{aligned}$$

Si $V = 100$ volts $= \frac{100}{300}$ u.e.s., on trouve:

$$AKV^2 = \frac{8,4 \times 29,6}{9} = 27,6 \text{ u.e.s.} .$$

AKV^2 est du même ordre de grandeur que C .

La charge q_2 apparue sur le conducteur $\mathcal{J}$ en un temps t durant lequel le courant photoélectrique a conservé la valeur constante I provoque la déviation α de l'électromètre.

Dans le cas où la capacité du conducteur $\mathcal{J}$ varie, on a:

$$q_2 = Cv + AV\alpha , \quad \text{avec: } \alpha = KVv ,$$

d'où:
$$q_2 = \left(\frac{C}{KV} + AV \right) \alpha .$$

La sensibilité à la charge a pour expression:

$$s = \frac{\alpha}{q_2} = \frac{1}{\frac{C}{KV} + AV} .$$

Elle est maximale pour une valeur déterminée V_m de V (26) que nous déterminons à partir de la relation précédente (27) :

$$\frac{C}{KV_m} = AV_m \quad (\text{car le produit des deux termes du dénominateur est constant}),$$

$$\text{d'où:} \quad V_m = \sqrt{\frac{C}{AK}}.$$

$$\text{Pour } V = V_m, \text{ on a: } AKV^2 = AKV_m^2 = C,$$

$$\text{d'où: } \tau' = 2\tau \text{ et } C' = 2C.$$

$$\text{La relation } v \simeq \frac{It}{C'} = \frac{q}{C'}, \text{ devient alors:}$$

$$v = \frac{q}{2C}.$$

II) ETALONNAGE D'UN ELECTROMETRE A QUADRANTS

I) PRINCIPE

La détermination de la sensibilité de l'électromètre aux charges, faite au moyen d'un quartz piézoélectrique par exemple, fait apparaître certaines difficultés. En effet, un tel procédé nécessite un montage distinct du montage utilisé pour la mesure des courants photoélectriques; il en résulte que la capacité C et le coefficient d'influence $-C_1$ qui interviennent dans les deux montages étant différents, la même charge q entraîne, dans les deux cas, des valeurs différentes du potentiel v , donc des déviations différentes de l'électromètre. Il faudrait alors connaître dans quelle mesure le quartz modifie C et C_1 .

Il est préférable d'imaginer une méthode d'étalonnage utilisant le montage des mesures, avec ses électrodes, ses connexions et son interrupteur de mise au sol tels que les représente schématiquement la figure 7, auxquels il convient d'ajouter les blindages nécessaires dans tout dispositif électrométrique destiné à mesurer des charges électriques.

Dans la méthode que nous décrivons ci-après, l'électromètre à quadrants, utilisé avec le montage hétérostatique symétrique, est réglé au maximum de sensibilité ($V = V_m$), ce qui présente le double avantage de réaliser les meilleures conditions d'emploi et de conduire à des calculs particulièrement simples.

Pour déterminer expérimentalement V_m , nous éclairons la cathode au moyen d'une lumière de composition et d'intensité invariables pendant un temps t donné. Nous obtenons ainsi un courant photoélectrique constant et, par suite, une charge bien définie q . Nous notons, pour différentes valeurs successives de V , la déviation α correspondant à q et, de la courbe $\alpha = \alpha(V)$, nous déduisons la valeur de V_m .

En choisissant la valeur de V égale à V_m , nous faisons ensuite l'étalonnage de l'électromètre aux potentiels, ce qui nous permet de construire la courbe : $\alpha = \alpha(v)$. Pour atteindre le conducteur $\mathcal{J}$ afin de le porter à des potentiels déterminés, il est nécessaire de modifier le montage des mesures, mais ceci est sans importance car aucun conducteur n'est alors isolé.

Enfin, nous réalisons le dispositif ci-dessous. L'interrupteur à deux positions permet de mettre l'anode au sol (position 1) ou de la porter au potentiel E (position 2) par l'intermédiaire du galvanomètre balistique G . Cette modification du montage, réalisée à l'extérieur des blindages, affecte seulement le conducteur non isolé a ; elle n'entraîne donc aucune perturbation de C et de $-C_1$.

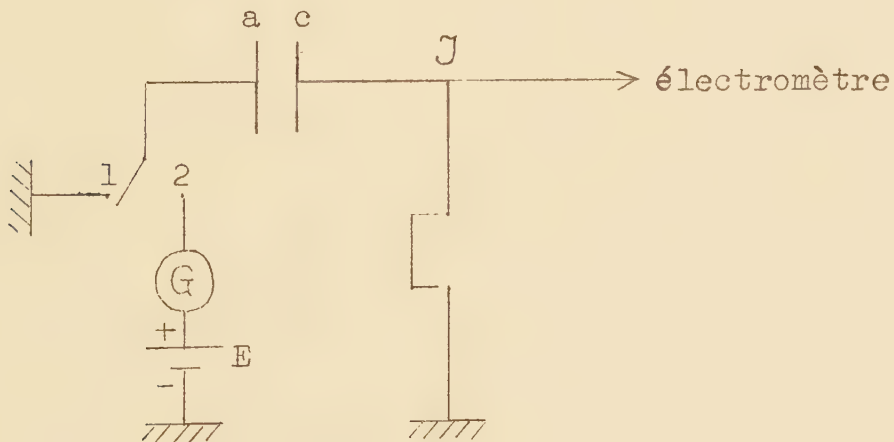


fig.13.

L'expression générale de la charge du conducteur $\mathcal{J}$:

$$Q = Cv + AV\alpha - C_1E,$$

avec

$$\alpha = KVv,$$

devient, pour $V = V_m$:

$$Q = (C + AKV_m^2)v - C_1E,$$

$$Q = 2Cv - C_1E.$$

Initialement, on met au sol a et $\mathcal{J}$, puis on isole $\mathcal{J}$:

$$Q = 0.$$

On porte alors a au potentiel E . De l'élongation maximale θ du galvanomètre balistique, on déduit la valeur de la charge $Q_1 = +C_1 E$ fournie par le générateur et, de la déviation permanente α de l'électromètre, on déduit la valeur du potentiel v .

$$\text{D'où la valeur de } 2C = \frac{Q_1}{v}.$$

$$\text{La relation: } v = \frac{q}{2C}$$

permet alors de faire, sur l'axe des abscisses de la courbe d'étalonnage aux potentiels $\alpha = \alpha(v)$, le changement d'échelle qui donne la courbe d'étalonnage aux charges $\alpha = \alpha(q)$.

En donnant à E diverses valeurs, on peut vérifier la constance du rapport:

$$\frac{\theta}{\alpha} \simeq k \frac{Q_1}{v} = kC_1 \frac{E}{v},$$

ce qui fournit une justification expérimentale de la validité des calculs précédents.

II) MESURES

Nous avons utilisé un électromètre à quadrants, type EL.1, construit par les Etablissements A.O.I.P. (+), et une boîte d'alimentation auxiliaire A.O.I.P., type 2115: alimentation stabilisée fournissant les tensions $\pm V/2$ des deux paires de quadrants en montage hétérostatique symétrique et permettant le réglage du zéro électrique de l'électromètre; V peut varier de manière continue dans les intervalles de 16 à 25 volts et de 140 à 240 volts qui correspondent à deux gammes de sensibilité de l'appareil.

Les bornes de branchement et les supports des quadrants et de l'aiguille, réalisés au moyen de plexiglas et de polythène, donnent une résistance d'isolement supérieure à 10^{14} ohms, valeur satisfaisante pour l'emploi de la méthode dynamique de mesure (cf. p.13). La sensibilité maximale aux charges, avec le montage utilisé, est tout à fait convenable pour les mesures de courants photoélectriques.

Nous avons déterminé $V_m = 224$ volts et nous avons fait l'étalonnage aux potentiels pour $V = V_m$ (tableau I - graphique I).

Pour réaliser le montage de la figure 13, nous avons utilisé un galvanomètre ZERNIKE, type Zc A 15, des Etablissements KIPP & ZONEN (++) donnant une élongation maximale de 1 mm sur une échelle à 1 m pour une charge de $1,20 \times 10^{-10}$ coulomb.

(+) 23, Place Jeanne d'Arc, PARIS (13°).
 (++) DELFT (Hollande).

Nous avons donné à E successivement une vingtaine de valeurs comprises entre 50 et 350 volts, les valeurs de V ayant été choisies de manière à obtenir une bonne précision dans la détermination de v .

La valeur moyenne de v , ramenée à $E = 300$ volts, a été trouvée égale à 23,4 volts. Dans les mêmes conditions, on a :

$$Q_1 = 26,1 \times 10^{-10} \text{ coulomb,}$$

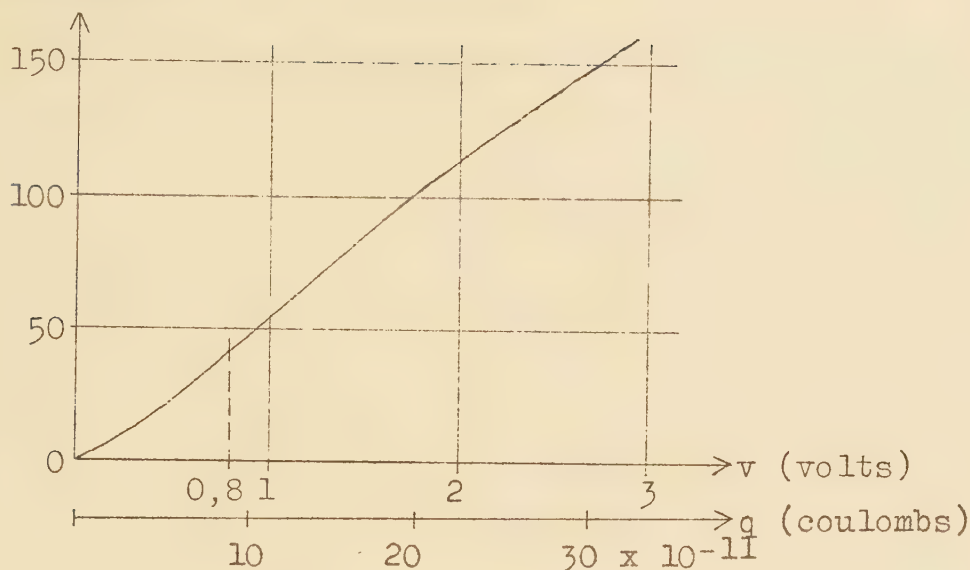
$$\text{d'où: } 2C = \frac{Q_1}{v} = \frac{26,1 \times 10^{-10}}{23,4} = 1,115 \times 10^{-10} \text{ F,}$$

$$2C = 100,4 \text{ u.e.s.C.G.S..}$$

Nous avons fait figurer dans le tableau I les valeurs de q en regard des valeurs correspondantes de v .

TABLEAU I

v (volts)	q (coulombs)	α (divisions)
0	0	0
0,1345	$1,50 \times 10^{-11}$	6,2
0,269	3,00	12,9
0,404	4,51	19,7
0,538	6,00	27,0
0,6725	7,50	35,0
0,807	9,00	43,0
0,941	10,49	51,5
1,077	12,01	59,8
1,212	13,52	68,0
1,345	15,00	76,0
1,480	16,50	84,0
1,615	18,01	91,7
1,749	19,50	99,5
1,884	21,01	107,5
2,018	22,50	115,4
2,153	24,01	123,1
2,287	25,50	130,8
2,421	26,99	137,8
2,557	28,51	144,5
2,692	30,02	151,0
2,825	31,50	157,0

α (divisions)

Graphique I.

La courbe d'étalonnage est concave vers le haut au voisinage de l'origine, et elle présente une très légère concavité vers le bas pour les grandes valeurs de v . Le point d'inflexion correspond à la valeur $v = 0,8$ volt.

La relation $v = It/2C$ permet d'évaluer l'ordre de grandeur des courants décelables au moyen de notre dispositif de mesure.

Pour $V = V_m$, la déviation du spot de l'électromètre représentant la totalité de l'échelle, soit 150 divisions, correspond à $v = 2,67$ volts. Si cette déviation est obtenue au bout du temps $t = 4 \text{ mn} = 240 \text{ s}$, par exemple, on a:

$$I = \frac{2Cv}{t} = \frac{1,115 \times 10^{-10} \times 2,67}{240} \text{ A}$$

pour 150 divisions et, pour un dixième de division (limite de déviation perceptible sur l'échelle):

$$\frac{1,115 \times 10^{-10} \times 2,67}{240 \times 1500} = 8,5 \times 10^{-16} \text{ A.}$$

Des électromètres plus sensibles permettraient de déceler des courants nettement plus faibles; ainsi, STEINKE (28) et GOETZ (29) ont pu atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{-18} ampère. Les mesures, dans de telles conditions, deviennent extrêmement délicates. Nous n'avons pas cherché à obtenir une sensibilité meilleure, car nous disposions d'une source lumineuse très intense donnant des flux importants pour toutes les valeurs de la longueur d'onde.

III) ETUDE D'UN ELECTROMETRE A LAMPES

Toutes nos mesures de courants photoélectriques ont été faites par la méthode dynamique dont nous avons exposé le principe. Pour la plupart d'entre elles, nous avons utilisé un électromètre à quadrants étalonné comme il vient d'être dit. Nous avons également employé, pour certaines mesures, un électromètre à lampes dont la réalisation nous a conduit à mettre au point une méthode de réglage que nous allons décrire.

A la fin de cette étude, nous préciserons quels sont les avantages et les inconvénients respectifs des deux types d'électromètres.

Le conducteur isolé J , dont on veut déterminer le potentiel v , est relié à la grille de la triode électromètre (méthode de la grille isolée). On mesure le courant anodique de la lampe et, après étalonnage, on en déduit la valeur de v . La sensibilité d'un tel électromètre peut atteindre des valeurs très élevées mais on est, dans la pratique, limité par la dérive du zéro due principalement aux fluctuations de la tension de chauffage du filament et à la décharge de la batterie de chauffage. Des montages destinés à réduire la dérive en utilisant soit une seule lampe, soit deux lampes électromètres, ont été décrits par plusieurs auteurs (30) (31) (32).

Nous avons réalisé un montage en pont, au moyen de deux triodes électromètres PHILIPS 4060, et nous avons étudié les conditions permettant d'obtenir la meilleure stabilité du dispositif, compte tenu du fait que deux lampes du même type présentent des caractéristiques fort différentes.

) PRINCIPE DU MONTAGE EN PONT

1) Description du montage. Les triodes électromètres (1) et (2) d'une part, les résistances de charge R_1 et R_2 des circuits anodiques d'autre part, constituent les quatre branches du pont. La batterie e du circuit de plaque est branchée suivant la diagonale AB, le galvanomètre G suivant la diagonale CD (fig.14).

Dans le cas idéal où la lampe compensatrice (1) et la lampe de mesure (2) auraient des caractéristiques rigoureusement identiques, le pont serait équilibré pour $R_1 = R_2$, les potentiels de grille V_{G1} et V_{G2} ayant la même valeur V_0 . Toute fluctuation de la tension de chauffage E et de la tension e de la batterie de plaque affectant également les deux lampes, il n'y aurait pas de dérive du zéro.

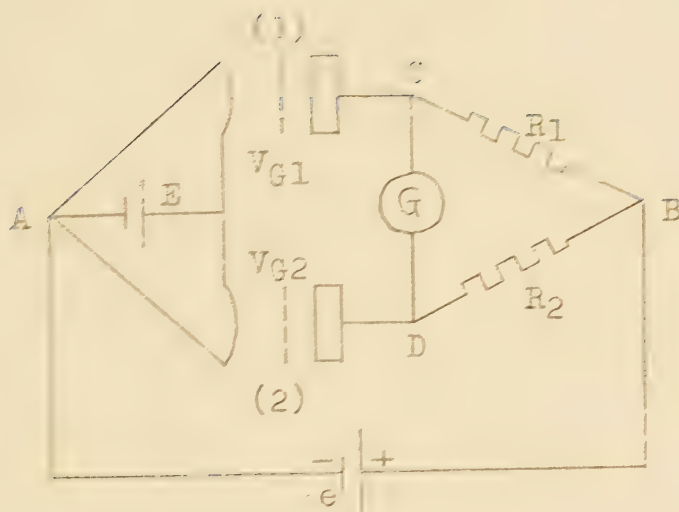


fig. 14.

La tension v à mesurer est appliquée à la grille $G2$. Le potentiel de $G2$ devenant $V_0 + v$ alors que le potentiel de $G1$ est maintenu à la valeur V_0 , le pont est déséquilibré. L'intensité du courant dans le galvanomètre a alors pour valeur i . On construit expérimentalement la courbe d'étalonnage $i = i(v)$.

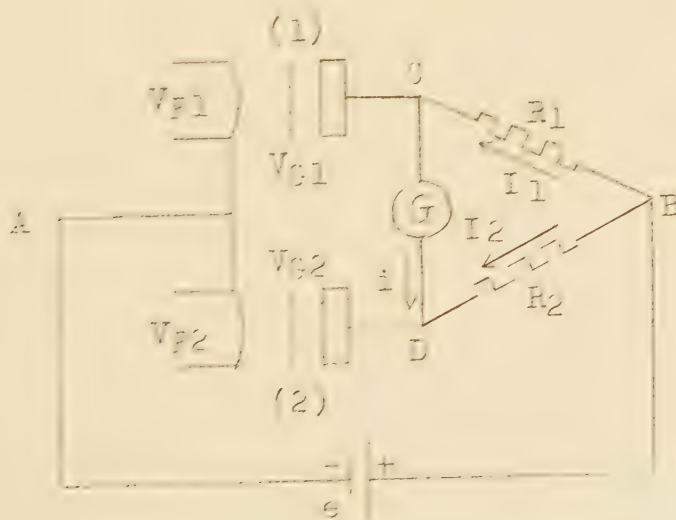


fig. 15.

Dans la pratique, les caractéristiques des deux lampes sont différentes. Pour étudier les conditions de fonctionnement du montage en pont, nous considérerons le cas général de la figure 15. Les tensions de chauffage V_{F1} et V_{F2} sont fournies par la même batterie, de force électromotrice E , pour que les fluctuations du chauffage affectent en même temps les deux lampes. Nous désignerons par V_{G1} et V_{G2} les tensions de grille, par R_1 et R_2 les résistances de charge.

2) Conditions de fonctionnement.

a) Condition d'équilibre. On a: $i = 0$ pour $V_C = V_D$, soit:

$$R_1 I_1 = R_2 I_2.$$

b) Condition de stabilité. Le courant de chauffage de la triode électromètre PHILIPS 4060 est de l'ordre de l'ampère, alors que le courant anodique ne dépasse pas quelques dizaines de microampères. C'est pourquoi on peut admettre que la dérive du zéro provient essentiellement des variations de la tension de chauffage, devant lesquelles les fluctuations de la force électromotrice e de la batterie de plaque sont négligeables.

Etant donné une triode utilisée seule avec la résistance de charge R , lorsque la tension de chauffage V_F augmente, le courant anodique I augmente également et le potentiel $V = e - RI$ de la plaque diminue.

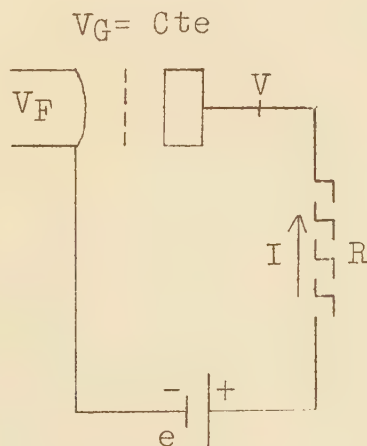


fig. 16.

Les courbes $V = \varphi(V_F)$, avec V_G constant, sont donc décroissantes. Considérons, pour V_{G1} et V_{G2} donnés, la courbe $V_C = \varphi_1(V_{F1})$ correspondant à la première lampe et

la courbe $V_D = \varphi_2(V_{F2})$ correspondant à la deuxième lampe, les deux lampes étant utilisées avec les résistances de charge respectives R_1 et R_2 .

La condition d'équilibre est satisfaite en tout point de fonctionnement tel que M, pour lequel $V_C = V_D$, le potentiel V_C correspondant à la tension de chauffage V_{F1} pour la première lampe et le potentiel V_D à la tension de chauffage V_{F2} pour la seconde lampe.

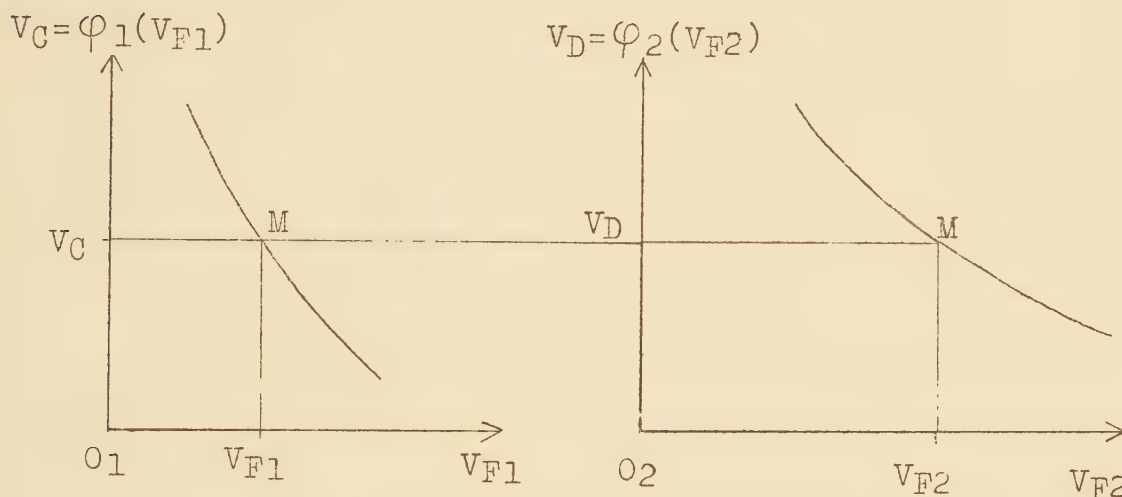


fig. 17.

La stabilité est réalisée si une petite variation ΔE de la force électromotrice E entraîne des variations ΔV_{F1} et ΔV_{F2} des tensions de chauffage telles que les nouveaux potentiels de plaque V_C et V_D soient égaux.

On peut envisager deux solutions à ce problème:

1 - Les courbes $V = \varphi(V_F)$ des deux lampes ayant une forme quelconque au voisinage du point M, les variations ΔV_{F1} et ΔV_{F2} sont telles qu'il leur correspond la même variation ΔV de V_C et de V_D (fig. 18).

2 - Les courbes $V = \varphi(V_F)$ ont même tangente en M et les variations ΔV_{F1} et ΔV_{F2} ont même valeur ΔV_F (fig. 19). La stabilité est alors d'autant mieux réalisée que les deux courbes sont plus voisines l'une de l'autre au voisinage de M.

Seule la deuxième solution est susceptible d'être réalisée pratiquement. Nous verrons en effet qu'il est possible de choisir les polarisations de grille des deux lampes de manière que les courbes soient tangentes en M et qu'il est aisé d'obtenir $\Delta V_{F1} = \Delta V_{F2}$, alors que la première solution imposerait une variation de ΔV_{F1} en fonction de ΔV_{F2} suivant une loi liée à la forme des courbes.

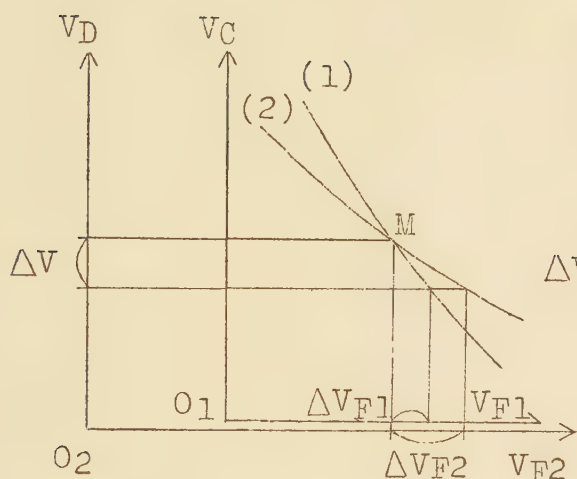


fig. 18.

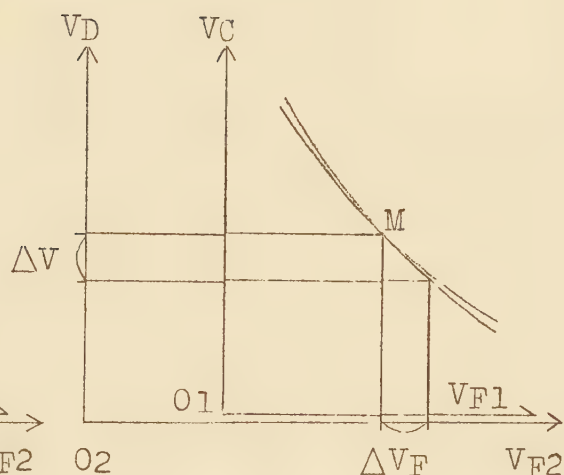


fig. 19.

(II) METHODE DE REGLAGE

Nous nous proposons de déterminer les tensions V_{F1} , V_{F2} , V_{G1} , V_{G2} , e et les résistances R_1 , R_2 de manière à réaliser les conditions d'équilibre et de stabilité.

Les tensions de chauffage des deux triodes électromètres utilisées, indiquées par le constructeur, sont:

0,665 volt pour la première,
0,49 volt pour la seconde.

Pour ces tensions de chauffage et pour le même potentiel de plaque (4 volts), les deux lampes ont même pente (28 $\mu A/V$). Conformément à la règle générale (33), nous prenons comme lampe de mesure la deuxième triode dont le courant anodique est le plus élevé, toutes choses égales d'ailleurs.

Nous allons déterminer successivement les valeurs qu'il convient d'adopter pour les grandeurs suivantes:

- 1) V_{F1} et V_{F2} ,
- 2) V_{G2} ,
- 3) e , R_1 , R_2 et V_{G1} .

1) Choix de V_{F1} et de V_{F2} .

Pour respecter les indications du constructeur tout en utilisant une seule batterie de chauffage E , il faudrait mettre en série avec chaque filament une résistance de

valeur convenable, soit ρ_1 pour la première lampe et ρ_2 pour la seconde. On aurait ainsi:

$$V_{F1} = E - \rho_1 \cdot I_1 \quad , \quad V_{F2} = E - \rho_2 \cdot I_2 \quad ,$$

$$\Delta V_{F1} = \Delta E - \rho_1 \Delta I_1 \quad , \quad \Delta V_{F2} = \Delta E - \rho_2 \Delta I_2 \quad ,$$

et il ne serait pas possible de réaliser l'égalité de ΔV_{F1} et de ΔV_{F2} car $\rho_1 \Delta I_1 \neq \rho_2 \Delta I_2$ en général.

Cette condition sera remplie si l'on adopte pour les deux lampes la même tension de chauffage:

$$V_{F1} = V_{F2} = V_F = 0,49 \text{ volt} \quad ,$$

c'est-à-dire la plus faible des deux valeurs indiquées.

Les deux filaments, branchés en parallèle, étant alimentés par l'intermédiaire de la résistance ρ , la variation ΔE de la force électromotrice de la batterie entraîne alors, pour les deux lampes, la même variation de la tension de chauffage:

$$\Delta V_F = \Delta E - \rho \Delta I \quad .$$

2) Choix de V_{G2} (polarisation de la grille de mesure).

A) Principe.

Le courant de grille I_G ne dépasse pas 10^{-14} A pour toute valeur négative de la polarisation de grille. Cette valeur limite, bien que faible, est toutefois du même ordre de grandeur que l'intensité des courants à mesurer; aussi est-il nécessaire de choisir le potentiel V_{G2} de manière à rendre I_G beaucoup plus faible encore. Cela est possible, compte tenu de la forme de la caractéristique de grille.

Le courant de grille résulte de la superposition du courant direct, de même sens que le courant anodique, dû aux électrons émis par le filament et captés par la grille et du courant inverse, de sens opposé, ayant plusieurs composantes (32).

Le courant direct croît avec V_G (courbe 1 - figure 20).

Les composantes du courant inverse sont les suivantes:

- Courant ionique. Les électrons du courant principal ionisent les molécules gazeuses et les ions positifs sont captés par la grille qui est l'électrode la plus négative. Le courant ionique croît avec le courant anodique, donc avec V_G (courbe 2 - figure 20).
- Emission thermoélectronique de la grille chauffée par le filament, pratiquement indépendante de V_G (courant non représenté sur la figure 20).

- Emission photoélectrique de la grille éclairée par le filament et recevant des rayons X de l'anode, pratiquement indépendante de V_G (courant non représenté sur la figure 20).
- Courant de dispersion entre filament et grille, par conduction du verre. Le courant de dispersion est proportionnel à $|V_G|$ (courbe 3 - figure 20).

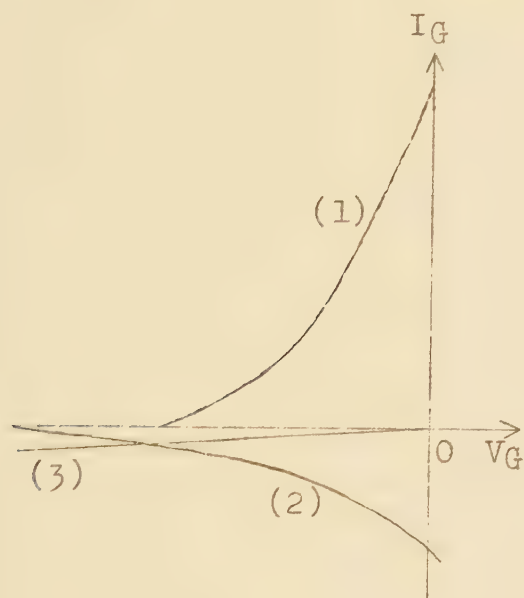


fig.20.

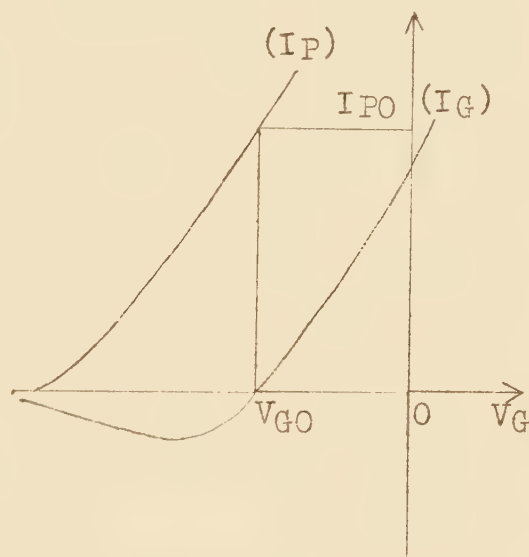


fig.21.

La figure 21 représente les caractéristiques de plaque et de grille, avec des échelles différentes pour I_P et I_G . Le courant de grille s'annule pour $V_G = V_{GO}$.

Il convient de prendre $V_{G2} = V_{GO}$, de manière que le courant débité par l'électromètre soit minimal lors des mesures, V_{G2} étant alors voisin de V_{GO} .

Pour déterminer expérimentalement V_{GO} , nous utiliserons la propriété suivante (33): V_{GO} est le potentiel d'équilibre pris par la grille isolée quand la lampe est alimentée dans des conditions déterminées (V_F , V_P).

B) Détermination expérimentale de la loi de variation de V_{GO} en fonction de V_F et de V_P .

Le courant anodique I_P est fonction de V_F , V_G et V_P :

$$I_P = F(V_F, V_G, V_P),$$

ou encore:

$$I_P = F_1(V_F, V_G, e),$$

e étant la force électromotrice de la batterie du circuit de plaque, lorsqu'on utilise la lampe avec une résistance de charge de valeur R déterminée.

1 - Mesures.

La résistance R étant fixée à la valeur 60 000 ohms, nous mesurons I_p pour différentes valeurs de V_F , V_G et e . Les mesures sont conduites systématiquement de la manière suivante:

V_F ayant une valeur donnée, nous choisissons $e = 1,5$ volt et nous mesurons I_p pour les onze valeurs suivantes de $-V_G$: 0 - 0,286 - 0,603 - 0,920 - 1,24 - 1,55 - 1,87 - 2,19 - 2,51 - 2,82 - 3,14 volts et également avec la grille isolée. Pour la même valeur de V_F , nous recommençons les mesures en prenant comme nouvelle force électromotrice de la batterie de plaque, successivement: $2e = 3,0$ V, $3e = 4,5$ V, $4e = 6,0$ V, $5e = 7,5$ V, $6e = 9,0$ V.

Nous faisons ces six séries de douze mesures pour les seize valeurs suivantes de V_F : 0,20 - 0,26 - 0,28 - 0,30 - 0,32 - 0,34 - 0,36 - 0,38 - 0,40 - 0,44 - 0,48 - 0,52 - 0,56 - 0,60 - 0,64 - 0,66 volt.

Les mesures, effectuées pour chacune des deux lampes, montrent que V_G , V_F et e étant fixés, I_p est toujours plus grand pour la seconde lampe que pour la première, ce qui justifie le choix de celle-là comme lampe de mesure (cf.p.26).

Les valeurs maximales de I_p , qui correspondent à $V_F = 0,66$ V, $V_G = 0$ et $e = 9$ V sont:

113 μ A pour la première lampe,
148 μ A pour la seconde.

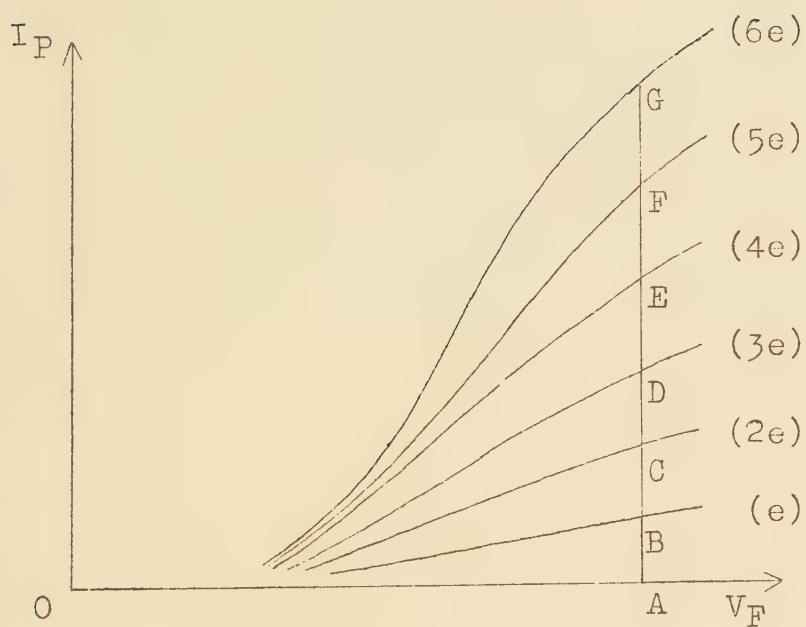
2 - Tracé des caractéristiques $I_p = G_0(V_F)$.

Pour chaque lampe, utilisée avec la grille isolée, nous traçons le réseau des caractéristiques correspondant aux six valeurs de la force électromotrice de la batterie de plaque (fig.22).

3 - Tracé des caractéristiques de plaque $I_p = H(V_G)$.

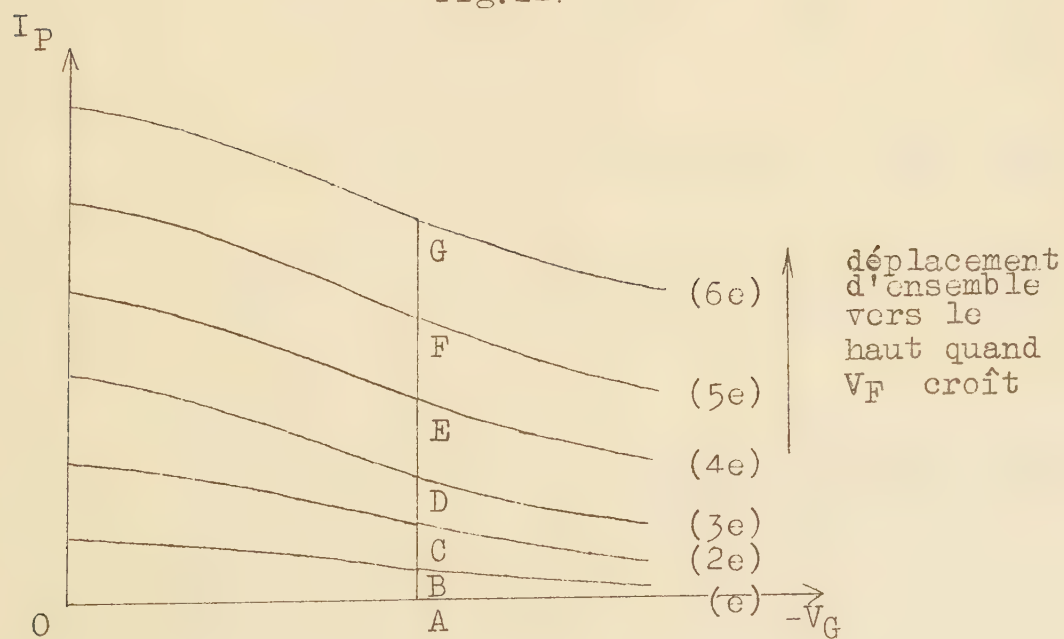
Pour chaque lampe, et pour chaque valeur de V_F , nous traçons le réseau des caractéristiques de plaque correspondant aux six valeurs de la force électromotrice de la batterie de plaque (fig.23).

A partir de la valeur $3e = 4,5$ V de la force électromotrice, les courbes se déduisent l'une de l'autre par une translation parallèle à l'axe des ordonnées.



$$AB < BC < CD < DE < EF < FG$$

fig.22.



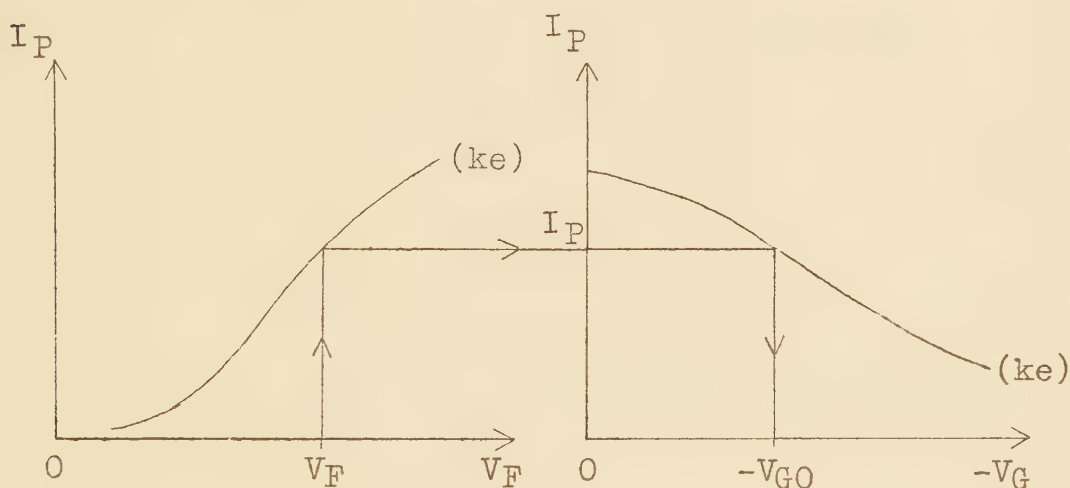
$$AB < BC < CD < DE < EF < FG$$

fig.23.

4 - Détermination des valeurs de V_{G0} pour les différentes valeurs de V_F et de e .

Les réseaux des caractéristiques de plaque $I_P = H(V_G)$ correspondant aux différentes tensions de chauffage V_F et le réseau des caractéristiques à grille isolée $I_P = G_0(V_F)$ permettent de résoudre le problème de la manière suivante:

Pour chacune des valeurs de V_F utilisées dans les mesures précédentes, on lit sur la caractéristique $I_P = G_0(V_F)$ la valeur correspondante de I_P . La caractéristique $I_P = H(V_G)$ pour le chauffage V_F donne la valeur de V_{G0} qui correspond à V_F (fig.24).



Courbe $I_P = G_0(V_F)$.

Courbe $I_P = H(V_G)$ pour le chauffage V_F .

fig.24.

Nous dressons ainsi, pour chaque lampe, le tableau des valeurs de V_{G0} correspondant aux différentes valeurs de V_F et de e .

C) Résultats.

Pour les deux lampes, la tension de chauffage V_F étant donnée, la valeur de V_{G0} ne dépend pas de la force électromotrice de la batterie de plaque quand celle-ci est comprise entre 1,5 et 9 volts.

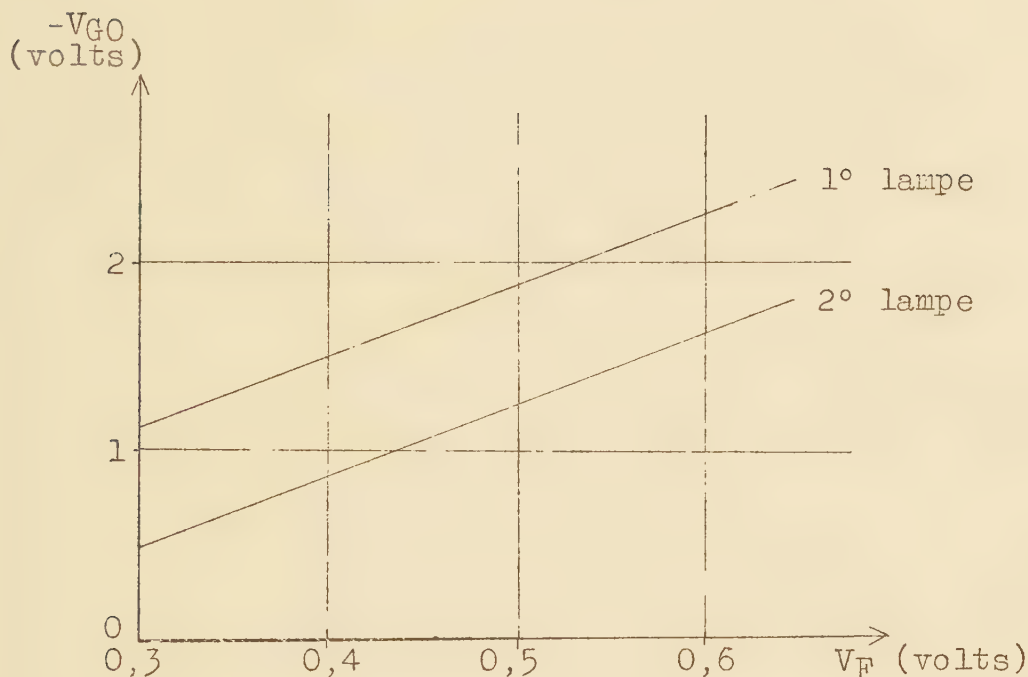
Nous traçons, pour chaque lampe, la courbe $-V_{G0} = K(V_F)$ (graphique II).

On obtient deux droites parallèles, de pente 3,73; $-V_{G0}$ croît quand V_F croît.

Pour la deuxième lampe (lampe de mesure), on lit sur le graphique la valeur de V_{G0} correspondant à $V_F = 0,49$ V

(valeur à adopter pour V_{G2}):

$$V_{G2} = -1,20 \text{ volt.}$$



Graphique II.

3) Choix de e , R_1 , R_2 et V_{G1} .

Le choix de V_{F1} et V_{F2} a permis de rendre égales pour les deux lampes les fluctuations de la tension de chauffage; le choix de V_{G2} a été fait de manière à annuler le courant de grille de la lampe de mesure; il reste à fixer les valeurs des tensions e et V_{G1} , et des résistances R_1 et R_2 de manière à réaliser les conditions d'équilibre et de stabilité.

A) Principe des mesures.

Pour chaque lampe chauffée sous la tension V_F et utilisée avec une résistance de charge de valeur donnée R dans le circuit de plaque, on attribue à V_G et à e des valeurs déterminées; on note alors I_p et on calcule le potentiel de plaque $V = e - RI_p$.

B) Mesures.

Elles ont été effectuées pour une quarantaine de combinaisons des différents paramètres, en donnant dans chaque

cas à V_F une quinzaine de valeurs comprises entre 0,20 et 0,66 V. Seules les valeurs de V_F voisines de 0,49 V interviennent pour le réglage, mais les autres valeurs fournissent des renseignements intéressants sur l'allure des caractéristiques.

Première lampe.

V_{G1} variant de -3 à +3 volts,
 e variant de 1,5 à 32 volts,
 R_1 variant de 40 000 à 475 000 ohms.

Deuxième lampe.

$V_{G2} = -1,20$ volt,
 e variant de 1,5 à 32 volts,
 R_2 variant de 40 000 à 475 000 ohms.

C) Tracé des caractéristiques $V = L(V_F)$.

Pour V_G et R ayant des valeurs déterminées, nous traçons le réseau des caractéristiques correspondant aux différentes valeurs de e . Ces caractéristiques possèdent les propriétés suivantes:

Pour $V_F < 0,25$ volt, I_p est nul, d'où: $V = e = \text{constante}$.

Lorsque V_F croît, I_p croît et V décroît.

Pour $0,30 \text{ volt} < V_F < 0,40 \text{ volt}$ environ, la décroissance de V est rapide; elle est d'ailleurs d'autant plus rapide que e est plus grand. La décroissance de V est beaucoup plus lente pour $V_F > 0,40 \text{ volt}$ (région de fonctionnement normal).

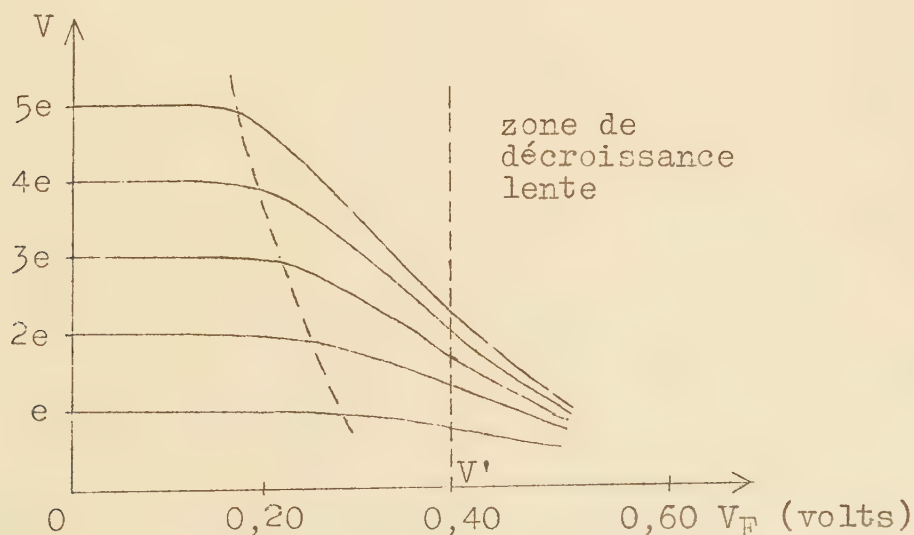


fig.25.

D) Influence des divers paramètres.

1 - Influence de la force électromotrice e de la batterie de plaque.

Lorsque e croît, tous les autres paramètres étant fixés, V augmente, ainsi que la pente des caractéristiques (en valeur absolue). La valeur V' de V_F pour laquelle la décroissance devient nettement plus lente est d'autant plus grande que e est plus élevé.

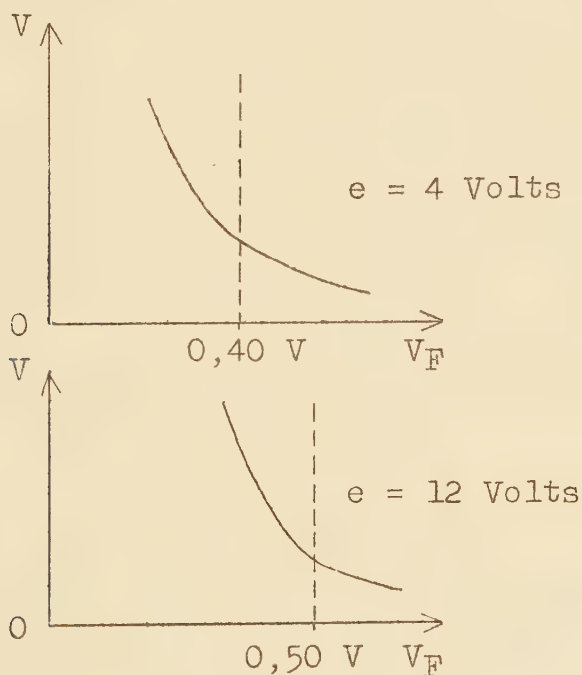


fig.26.

2 - Influence de la résistance de charge R .

Lorsque R augmente, la pente des caractéristiques croît légèrement en valeur absolue.

3 - Influence de la polarisation de grille V_G .

Lorsque la grille devient plus négative, I_p diminue et $V = e - R I_p$ augmente. On observe sur les courbes une translation de la caractéristique parallèlement à l'axe OV .

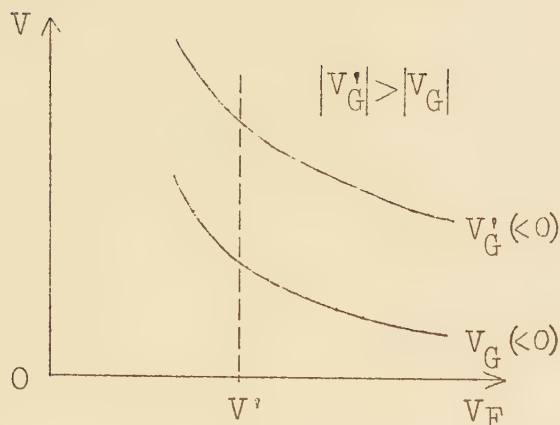


fig.27.

Cette propriété est particulièrement intéressante pour le réglage. Elle permet en effet de réaliser successivement, et indépendamment l'une de l'autre, l'égalité des pentes des deux caractéristiques et l'égalité des ordonnées au point de fonctionnement.

Le choix de e , R_1 et R_2 permet d'obtenir la première condition. Il suffit ensuite de faire varier V_{G1} , c'est-à-dire de faire glisser la caractéristique de la première lampe parallèlement à l'axe des ordonnées pour obtenir la seconde condition.

E) Résultats.

Pour toutes les valeurs de e et de R , la pente de la caractéristique est, en valeur absolue, beaucoup plus grande pour la deuxième lampe que pour la première au voisinage de $V_F = 0,49$ volt. Il est donc nécessaire de choisir deux valeurs distinctes e_1 et e_2 pour les batteries de plaque.

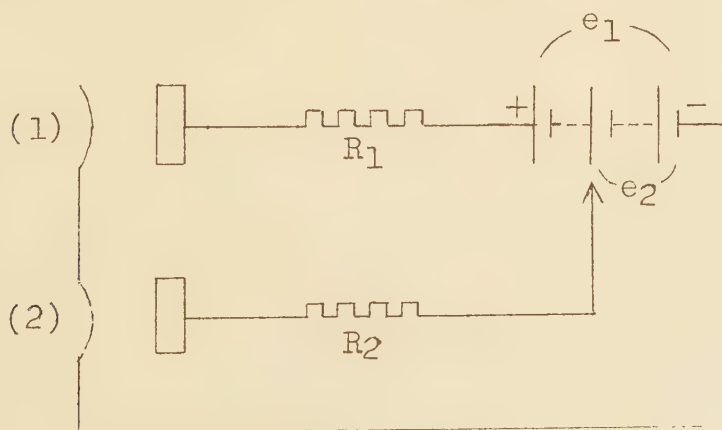


fig.28.

Nous avons adopté les valeurs suivantes des différents paramètres.

	Lampe 1 (de compensation)	Lampe 2 (de mesure)
V_F	0,49 V	0,49 V
V_G	-1,04 V	-1,20 V
e	9,10 V	4,55 V
R	400 000 Ω	60 000 Ω

II) REALISATION

Le montage et les blindages ont été réalisés avec le soin minutieux que nécessitent les mesures électrométriques (31). La tension de chauffage est fournie par un accumulateur au plomb de 75 Ah, en série avec une résistance de constantan bobinée sur un mandrin de stéatite et choisie de manière que V_F ait pour valeur 0,49 volt. Les tensions de plaque et de grille sont fournies par des piles sèches. R_1 et R_2 sont des résistances fixes bobinées; un potentiomètre bobiné de bonne qualité permet d'ajuster V_{G1} de manière à régler le zéro. Chaque lampe est à l'intérieur d'un cylindre de garde en laiton porté au même potentiel que la grille; le cylindre est fermé à sa partie supérieure par un couvercle étanche et il repose à sa partie inférieure sur un support annulaire en plexiglas; un tube de verre contenant de l'anhydride phosphorique utilisé comme agent desséchant est placé à l'intérieur de chaque cylindre de garde. La mise de la grille de mesure au potentiel V_{G2} est faite par des contacts en platine, au moyen d'un bouton de commande blindé (fig.29); le fil de connexion est soudé sur la broche de la grille,

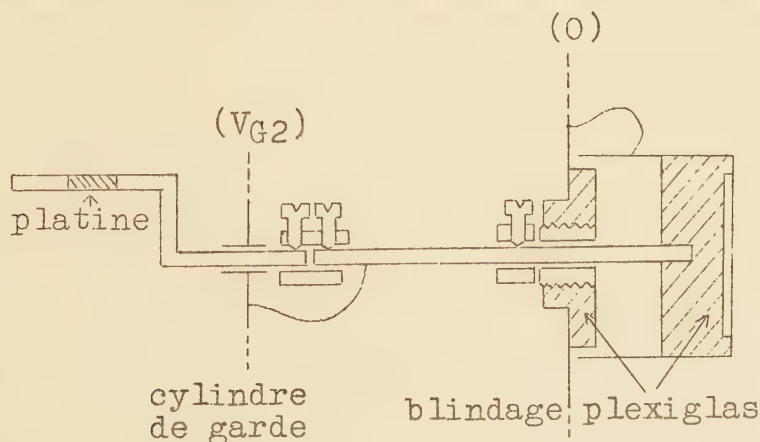


fig.29.

à la partie supérieure de la lampe; le blindage contenant l'ensemble du montage est mis au sol et il est relié à l'accumulateur de chauffage (lui-même dans un blindage) par des fils sous gaine métallique. L'électromètre, placé sur un socle stable, repose sur des cales de caoutchouc mousse, de manière à éliminer les vibrations (effet microphonique de la lampe).

V) ETALONNAGE

L'électromètre à lampes a été utilisé avec un galvanomètre mural d'un modèle usuel, donnant une déviation de 1 mm sur l'échelle de lecture pour un courant de l'ordre de 3×10^{-9} A. Le galvanomètre, protégé par un blindage, étant relié à l'électromètre par des fils également blindés, l'étalonnage aux potentiels a montré que la sensibilité de l'électromètre était constante sur toute l'étendue de la graduation et correspondait à une variation du potentiel de grille égale à $3,17 \times 10^{-4}$ V pour une déviation de 1 mm.

Nous avons mesuré la capacité du conducteur isolé comprenant la grille de mesure en utilisant la méthode balistique (cf.p.18). Il a été nécessaire pour cela de réduire considérablement la sensibilité du galvanomètre du pont au moyen de shunts convenables. Les mesures ont donné pour résultat:

$$C = 3,68 \times 10^{-11} \text{ F} = 33,1 \text{ u.e.s.C.G.S..}$$

La relation $v = It/C$ donne, pour:

$$v = 3,17 \times 10^{-4} \text{ V}, C = 3,68 \times 10^{-11} \text{ F} \text{ et } t = 4 \text{ mn} = 240 \text{ s:}$$

$$I = Cv/t = 4,86 \times 10^{-17} \text{ A.}$$

Une déviation d'un dixième de millimètre en 4 minutes correspondrait à un courant de $4,86 \times 10^{-18}$ A.

La sensibilité de l'électromètre à lampes est donc très supérieure à celle de l'électromètre à quadrants que nous avons utilisé. Ceci est dû d'une part à la grande sensibilité aux potentiels, d'autre part à la faible valeur de la capacité. La capacité de grille est en effet de l'ordre de 0,1 u.e.s., alors que la capacité d'aiguille de l'électromètre à quadrants est peu inférieure à 20 u.e.s.. La capacité C du conducteur isolé provient donc pratiquement des connexions seules lorsqu'on utilise l'électromètre à lampes. Par ailleurs, à capacité égale, l'électromètre à lampes est deux fois plus sensible aux charges que l'électromètre à quadrants utilisé au maximum de sensibilité: $v = q/C$ pour le premier (capacité constante: cf.p.11) et $v = q/2C$ pour le second (capacité variable: cf.p.14).

La lampe électromètre présente en outre sur l'électromètre à quadrants l'avantage d'un isolement meilleur (10^{15} ohms au lieu de 10^{14} ohms). Mais il est difficile d'atteindre cette valeur dans l'isolement des connexions extérieures.

Par contre, l'électromètre à quadrants est d'une fidélité remarquable alors que la dérive, même très atténuée par le montage en pont, reste l'inconvénient majeur de l'électromètre à lampes.

Nous avons utilisé ce dernier principalement pour contrôler l'existence des très faibles courants photoélectriques dans les conditions asymptotiques, mais l'électromètre à quadrants s'est révélé d'un emploi plus sûr dans l'étude générale des courbes de distribution spectrale.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL & TECHNIQUE DES MESURES

I) DESCRIPTION DU MONTAGE ET DES APPAREILS

L'anode et la cathode constituant la cellule photoélectrique sont placées à l'intérieur d'une canalisation à vide. La cathode reçoit, à travers une glace de quartz, la lumière issue d'un monochromateur éclairé par une lampe à vapeur de mercure à très haute pression. L'anode est reliée à une pile fournissant la tension accélératrice et la cathode est réunie à l'électromètre et à l'interrupteur de mise au sol par des connexions blindées (schéma de principe: cf. fig. 7, p. 10).

) ELECTRODES

L'extrémité de la canalisation à vide porte deux cols rodés de même axe (rodages normalisés n°7) destinés à recevoir l'un le bouchon A dont la base est constituée par une glace de quartz Q de 15 mm de diamètre soudée au bouchon, et l'autre le bouchon porte-électrodes B, traversé par deux tiges parallèles TT' en tungstène, de 1,5 mm de diamètre, distantes de 6 mm et soudées au verre.

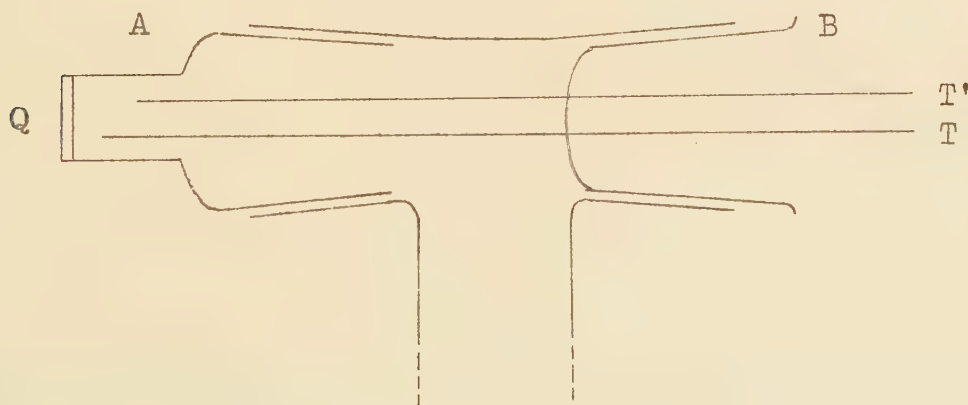


fig. 30.

L'anode a est formée par une couronne circulaire fendue, découpée dans une feuille de nickel, et rivée à une pièce cylindrique en nickel permettant sa fixation sur la tige T au moyen de la vis V.

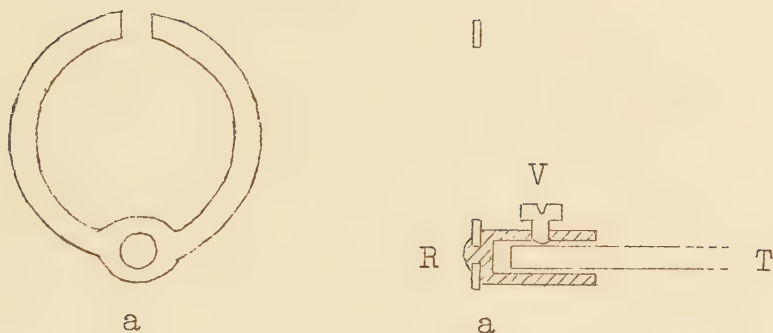


fig. 31.

La cathode c est formée par une lame du métal étudié, rivée à une pièce cylindrique en nickel permettant la fixation sur la tige T' au moyen de la vis V' , et repliée sur elle-même de manière que le métal étudié soit seul éclairé, la lumière ne pouvant ainsi atteindre le rivet en nickel R' .

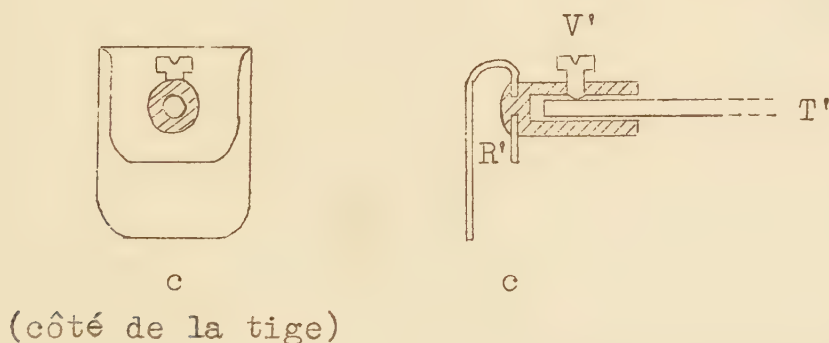


fig. 32.

Les longueurs des tiges T et T' sont telles que les électrodes se trouvent dans la partie cylindrique du bouchon A . Les dimensions des électrodes sont choisies de manière que l'anode n'intercepte pas, même partiellement, le faisceau lumineux dirigé vers la cathode.

On donne à la différence de potentiel $u_a - u_c$ une valeur suffisamment élevée pour que les électrons émis par l'anode a recevant de la lumière diffusée ne puissent atteindre la cathode et ne perturbent ainsi en rien le courant photoélectrique dû à la seule émission de la cathode c .

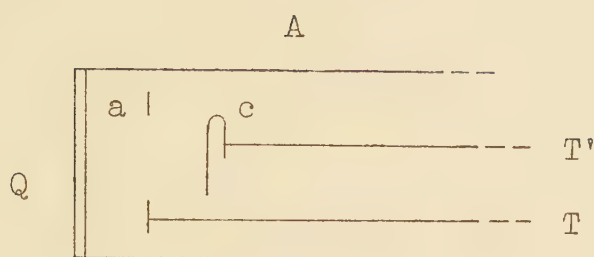


fig. 33.

CANALISATION A VIDE

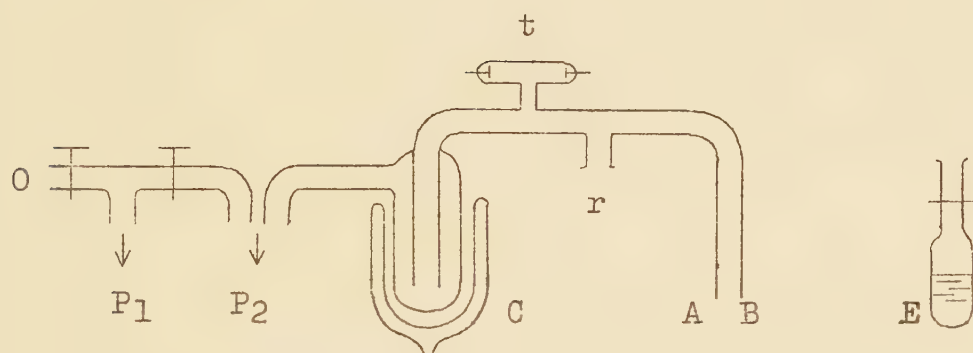


fig. 34.

La canalisation à vide, réalisée en tube de pyrex de diamètre 40 mm, est représentée sur la figure 34.

O: communication avec l'atmosphère.

P1: pompe à palettes MICROPAL B2, type 10, de la COMPAGNIE GENERALE DE RADIOLOGIE (+), permettant de réaliser un vide préliminaire de 10^{-3} mm de mercure.

P2: pompe à condensation à vapeur de mercure, en verre pyrex, à trois étages, des Etablissements GALLOIS (++), permettant de réaliser un vide de l'ordre de 10^{-8} mm de mercure.

C: condenseur à air liquide.

t: tube témoin.

(+) 34, Boulevard de Vaugirard, PARIS (13°).
 (++) 8, Rue Cognacq-Jay, PARIS (7°).

r: col rodé permettant de relier la canalisation soit à une jauge à ionisation, soit au dispositif E destiné à introduire de la vapeur d'eau, soit au dispositif destiné à introduire de l'oxygène.

A,B: bouchons avec glace de quartz et électrodes décrits précédemment.

II) CONNEXIONS ET BLINDAGES

La tige T' de la cathode est reliée à la borne d'entrée de l'électromètre par un conducteur aussi court que possible (une dizaine de centimètres); l'interrupteur de mise au sol est analogue à celui de la figure 29. Un blindage constitué par des coquilles métalliques demi-cylindriques permettant un démontage rapide entoure le conducteur isolé, ainsi que les bouchons A et B renfermant les électrodes. La connexion reliant la tige T de l'anode à la pile traverse le blindage par un bouchon de plexiglas. Toutes les parties du blindage sont reliées entre elles par des fils conducteurs serrés sous des bornes et le blindage est mis au sol. A l'intérieur du blindage, on place des coupelles contenant de l'anhydride phosphorique destiné à absorber la vapeur d'eau. Le blindage est opaque de manière à éliminer toute lumière parasite.

V) MONOCHROMATEUR

Le monochromateur pour l'ultra-violet, type GEORGIE, construit par les Etablissements JOBIN & YVON (+), est un appareil à déviation constante de 180° . Le système dispersif est constitué par un prisme de CORNU en quartz, d'angle 60° , dont les faces ont 50 mm de côté. Les systèmes collecteur et collimateur sont réalisés au moyen de miroirs concaves en verre aluminé. Le prisme et le miroir plan qui lui est solidaire, formant le dispositif à déviation constante, sont entraînés par un tambour portant une graduation en longueurs d'onde, sur spirale, de 2 000 à 10 000 Å. Une division de la graduation correspond à 5 Å dans la région de précision maximale (petites longueurs d'onde) et à 100 Å à l'autre extrémité du spectre. Les fentes d'entrée et de sortie, à ouverture symétrique, sont entraînées par des vis micrométriques donnant la largeur en centièmes de millimètre. Des lentilles de quartz placées à l'extérieur de l'appareil permettent la focalisation des faisceaux lumineux.

Nous avons réalisé des boîtiers métalliques opaques, d'un démontage commode, reliant le monochromateur d'une part à la source lumineuse, d'autre part à la glace

(+) 26, Rue Berthollet, ARCUEIL (Seine).

d'entrée Q, afin que seule la lumière provenant de la lampe à vapeur de mercure puisse atteindre la cathode. Ces boîtiers participent en outre au dispositif de blindage de l'ensemble du montage.

Nous avons contrôlé l'étalonnage du monochromateur, au moyen des raies du mercure (lampe à basse pression) avant de faire les mesures.

LAMPE A VAPEUR DE MERCURE

La source lumineuse est une lampe à vapeur de mercure PHILIPS (+) SP 500, de puissance 500 watts, à très haute pression (100 atmosphères), consistant en deux électrodes de tungstène distantes de 12 mm, scellées dans un tube de quartz de 2 mm de diamètre intérieur contenant une goutte de mercure. La lampe est placée dans une nacelle métallique qui permet d'obtenir un rayonnement dirigé. Le refroidissement est assuré par une circulation d'eau de débit élevé (3,5 litres par minute). L'alimentation est faite au moyen d'un transformateur (état de régime: 450 V ; 1,4 A). La composition spectrale de la lumière fait apparaître un spectre continu.

La lampe étant placée à 15 cm de la lentille d'entrée du monochromateur, nous avons constaté un échauffement exagéré de l'appareil qu'il a été possible de faire cesser en disposant, entre la lampe et le monochromateur, un manchon cylindrique en laiton parcouru par l'eau du circuit de refroidissement de la lampe. Le faisceau lumineux issu de la lampe traverse ainsi la cavité cylindrique du manchon qui joue en même temps le rôle de boîtier opaque.

II) DEGAZAGE DES ELECTRODES

Avant d'étudier l'émission photoélectrique d'une cathode donnée, il est nécessaire d'éliminer les gaz que contient le métal car, ainsi que nous le verrons par la suite, la présence de tels gaz modifie considérablement la loi de distribution spectrale du photocourant. Les gaz contenus dans les métaux sont le plus souvent dissous; ils peuvent également être adsorbés ou appartenir à des combinaisons chimiques. On réalise le dégazage en portant à une température élevée, pendant un temps suffisant, le métal maintenu dans le vide.

Nous avons obtenu le chauffage de la cathode par induction haute fréquence et la température a été déterminée au moyen d'un pyromètre optique à disparition de filament,

(+) 50, Avenue Montaigne, PARIS (8°).

type PYROPTIQUE, des Etablissements CHAUVIN-ARNOUX (+).

Le chauffage par induction a été réalisé grâce à un générateur électronique THOMSON - HOUSTON (++) , type TH. 1250/OL/M, fournissant une puissance utile de 1,25 kW en régime continu, pour une fréquence de 800 kHz. Un commutateur à quatre positions permet d'obtenir 70, 80, 90 ou 100 % de la puissance maximale. Les bornes de sortie du générateur sont reliées au primaire d'un transformateur haute fréquence par des tresses de cuivre rouge de 50 mm² environ de section. Le primaire du transformateur compte 22 spires de tube de cuivre enroulées sur un cylindre de 20 cm de diamètre; le secondaire comporte 5 spires avec deux bornes intermédiaires permettant de prendre une, deux, trois, quatre ou cinq spires. Les bornes du secondaire sont réunies aux bornes d'un four constitué par trois spires S de même axe, de diamètre intérieur égal à 30 mm, en tube aplati, qu'on refroidit par une circulation d'eau. On place le four de manière que la partie cylindrique du bouchon A contenant les électrodes se trouve introduite dans les spires S.

Il est possible d'atteindre la température de fusion de la plupart des métaux usuels. Suivant la nature du métal, on règle le chauffage au moyen du commutateur et également en prenant le nombre convenable de spires au secondaire.

Il a été nécessaire de fendre l'anode qui était initialement annulaire (cf. fig. 31, p. 40). L'anode formait en effet une spire dans laquelle l'effet d'induction était beaucoup plus intense que pour la cathode, même lorsque l'anode se trouvait en dehors des spires.

La température d'équilibre de la cathode est atteinte au bout d'un temps de l'ordre d'une minute. La longueur des tiges porte-électrodes est assez grande pour que la déperdition latérale de chaleur limite la température des soudures verre-tungstène à une valeur non dangereuse. Le verre s'échauffe d'une trentaine de degrés seulement au voisinage du four et la graisse à vide demi-dure PB2 (C.G.R.) utilisée pour les rodages reste suffisamment visqueuse.

III) CONDUITE DES MESURES

Avant la mise en place des électrodes dans la canalisation à vide, on nettoie très soigneusement l'intérieur du bouchon B au trichloréthylène, puis à l'alcool absolu, afin de réduire le plus possible la conductivité super-

(+) 190, Rue Championnet, PARIS (18°).

(++) 4, Rue du Fossé Blanc, GENNEVILLIERS (Seine).

ficielle du verre. Lorsque les bouchons A et B ont été installés, on maintient en permanence le vide primaire dans l'enceinte, la pompe secondaire étant mise en marche pour la durée du dégazage et des mesures.

Pour chaque métal, la durée du chauffage nécessaire pour l'obtention d'un dégazage satisfaisant a été déterminée de la manière suivante: après un temps de chauffage d'une minute d'abord, puis de deux minutes, de trois minutes, etc..., on attend que la cathode se refroidisse, puis on note la déviation de l'électromètre correspondant à une même radiation excitatrice, et ceci jusqu'à ce qu'on obtienne des valeurs reproductibles. Les durées du dégazage, qui seront précisées pour chaque métal, sont généralement de 20 à 30 minutes.

Le temps nécessaire pour que la cathode atteigne de nouveau la température ambiante après la fin du dégazage a été déterminé d'une façon analogue; le courant photoélectrique, qui est une fonction croissante de la température, diminue au cours du refroidissement. Nous avons adopté une durée de refroidissement de 30 minutes pour toutes nos mesures.

Pendant le refroidissement de la cathode, on retire le four, on nettoie l'extérieur du bouchon B au trichloréthylène et à l'alcool, on installe les blindages en introduisant de l'anhydride phosphorique à l'intérieur. En réglant le monochromateur sur une longueur d'onde du spectre visible, on observe la plage lumineuse sur la cathode, ce qui permet de centrer convenablement le dispositif. On applique ensuite la tension accélératrice (180 volts environ).

Les mesures du courant photoélectrique sont alors faites, par la méthode dynamique, pour le métal dégazé, en donnant à la longueur d'onde des valeurs régulièrement espacées. La largeur de 1 mm a été le plus souvent adoptée pour les deux fentes du monochromateur.

Pour chaque valeur de la longueur d'onde, on isole le conducteur J à l'instant où l'on déclenche le chronomètre, et on lit la déviation du spot à l'instant t . La valeur de t généralement choisie varie de 30 s à 2 mn selon les courants mesurés.

On observe une très légère dérive avec l'électromètre à quadrants (de 1 à 2 divisions au bout de 2 mn), remarquablement constante au cours d'une même série de mesures et toujours de même sens que la déviation, ce qui laisse penser qu'elle est due essentiellement au courant de conduction par le verre entre les tiges porte-électrodes. La correction correspondante sera faite pour toutes les mesures.

Pour soumettre le métal à l'action de la vapeur d'eau, on réalise d'abord le dégazage comme précédemment, puis on met la canalisation à vide en communication avec le

dispositif E (cf. fig. 34, p. 41) contenant de l'eau que l'on a fait bouillir dans l'appareil pour chasser les gaz dissous. Le vase Dewar contenant de l'air liquide étant retiré et les pompes à vide arrêtées, la pression de la vapeur d'eau est égale à la tension de vapeur saturante à la température de l'eau de refroidissement de la pompe à vapeur de mercure (température minimale dans la canalisation). On laisse la cathode dans la vapeur d'eau de 5 à 15 minutes, puis on réalise de nouveau le vide avant de faire les mesures.

Pour soumettre le métal à l'action de l'oxygène, on opère d'une manière analogue, l'oxygène étant fourni soit par la décomposition de l'oxyde mercurique par la chaleur (pression pouvant atteindre 20 cm de mercure), soit par une bouteille d'oxygène, par l'intermédiaire d'un ballon d'expansion en caoutchouc (pression atmosphérique).

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I) MESURE THERMOELECTRIQUE DU RAYONNEMENT ULTRA-VIOLET

La répartition spectrale de l'énergie du rayonnement de la lampe à vapeur de mercure a été déterminée au moyen d'une thermopile compensée à 20 éléments KIPP E20, utilisée avec un galvanomètre ZERNIKE Zc A 15 (cf.p.19) à haute sensibilité en volts ($0,0652 \mu\text{V}/\text{mm}$ à 1 m). La fente de la thermopile ayant 1 mm de largeur et 10 mm de hauteur, la tension aux bornes est égale à 0,50 microvolt pour un rayonnement incident d'intensité 1 microwatt. Une déviation de 1 mm correspond donc à une puissance de $1,304 \times 10^{-7} \text{ W}$.

Les fentes du monochromateur ayant 1 mm de largeur, on a interposé la glace de quartz du bouchon A entre la fente de sortie du monochromateur et la fente de la



Graphique III.

thermopile, de manière à opérer dans les mêmes conditions que pour les mesures des courants photoélectriques. L'intensité lumineuse variant beaucoup sur l'étendue du spectre utilisé, il a été nécessaire de réduire la sensibilité du galvanomètre au moyen d'un shunt dans certaines

TABLEAU III

λ (Å)	α_{λ} (mm)	λ (Å)	α_{λ} (mm)	λ (Å)	α_{λ} (mm)
2300	9,7	2910	91,5	3290	325,0
20	10,1	20	94,5	3300	305,6
40	11,1	30	95,5	10	289,5
60	12,2	40	97,0	20	277,0
80	14,6	50	106,5	30	269,0
2400	15,5	60	120,0	40	263,0
20	17,1	70	129,5	50	265,5
40	19,1	80	140,8	60	267,0
60	20,9	90	154,0	70	263,5
80	23,5	3000	167,1	80	260,0
2500	25,6	10	186,5	90	262,0
20	25,6	20	210,0	3400	265,0
40	19,8	30	233,0	10	261,5
50	17,9	40	259,4	20	256,5
60	15,7	50	275,0	30	253,0
70	14,4	60	282,0	40	250,0
80	12,0	70	280,5	50	247,5
90	15,6	80	276,8	60	245,0
2600	10,7	90	275,5	70	240,0
20	13,0	3100	275,0	80	235,0
40	19,7	10	281,5	90	226,5
50	14,4	20	292,0	3500	220,0
60	30,8	30	308,0	10	212,0
80	48,3	40	331,0	20	206,0
2700	54,7	50	350,0	30	197,0
20	61,4	60	371,0	40	190,8
40	67,2	70	394,0	50	192,5
50	70,8	80	407,0	60	195,0
60	74,2	90	418,0	70	196,0
80	55,4	3200	424,0	80	198,0
2800	83,5	10	432,0	90	204,5
20	93,2	20	435,0	3600	222,5
40	99,0	30	432,5	10	249,0
50	103,0	40	425,8	20	281,0
60	106,3	50	412,5	30	314,0
80	112,0	60	395,0	40	365,0
90	85,0	70	373,0	50	450,0
2900	87,0	80	348,0		

régions, ce qui explique les valeurs élevées atteintes par la déviation α_λ rapportée à la sensibilité maximale. Les résultats sont donnés dans le tableau III et le graphique III correspondant: α_λ représente la déviation du galvanomètre pour la radiation λ .

Nous prendrons comme intensité lumineuse de référence la valeur du maximum atteint pour $\lambda = 3220 \text{ \AA}$. On a alors $\alpha_\lambda = 435,0 \text{ mm}$, ce qui correspond à la puissance:

$435 \times 1,304 \times 10^{-7} = 5,67 \times 10^{-5} \text{ W}$ pour une fente de 10 mm^2 de surface.

Le courant photoélectrique étant proportionnel à l'intensité lumineuse et I' étant le courant obtenu avec la radiation λ , nous calculerons le courant I correspondant à l'intensité lumineuse de référence:

$$I = I' \times \frac{435}{\alpha_\lambda}.$$

II) ETUDE DE L'OR

RECHERCHES ANTERIEURES

La détermination du seuil photoélectrique de l'or non dégazé a été faite par ROY (34) qui a trouvé la valeur $2625 \text{ \AA}$. Des résultats relatifs à l'or partiellement dégazé sont également fournis par SUHRMANN (35): $2630 \text{ \AA}$ et par WERNER (36): $2850 \text{ \AA}$. Enfin, pour l'or complètement dégazé, MORRIS (37) donne la valeur $2650 \text{ \AA}$ à 20°C et $2610 \text{ \AA}$ à 740°C .

WELO (38) signale que l'action de l'air sur l'or produit une diminution du courant photoélectrique. Nous n'avons connaissance d'aucun résultat concernant le seuil photoélectrique de l'or soumis à l'action de l'oxygène et de la vapeur d'eau.

RESULTATS DES MESURES

Nous avons fait plusieurs séries de mesures en portant la cathode en or à 780°C pendant 15 mn, puis à 820°C et enfin à 925°C . Pour cette dernière température de dégazage, nous avons obtenu des résultats bien reproductibles après 10 mn de chauffage. Les mesures ont été faites à la température ambiante, notée chaque fois avec soin, car elle intervient dans l'application de la méthode de FOWLER et les variations du courant photoélectrique dues aux fluctuations de la température sont supérieures aux incertitudes provenant des erreurs de mesure.

Le courant photoélectrique augmentant très rapidement lorsque la longueur d'onde excitatrice diminue, nous avons dû réduire la sensibilité de l'électromètre à quadrants, en diminuant les tensions des deux paires de quadrants

(montage hétérostatique symétrique) pour mesurer les intensités les plus grandes. L'étalonnage, fait pour les calibres de sensibilité utilisés, nous a permis d'évaluer le courant photoélectrique I' correspondant à chaque radiation λ . Nous en avons déduit le courant I pour l'intensité lumineuse de référence, ainsi qu'il vient d'être dit, compte tenu de la répartition spectrale de l'énergie de la source utilisée. Les intensités des courants ainsi déterminées sont valables en valeurs relatives, ce qui est suffisant pour l'application de la méthode graphique de détermination du seuil, mais nous ne pouvons évaluer avec précision à quelle intensité lumineuse elles correspondent, c'est-à-dire calculer le rendement quantique de l'émission photoélectrique, car le montage utilisé ne permet pas de mesurer la surface soumise au rayonnement et la répartition du flux lumineux sur cette surface.

Pour évaluer la légère dérive due à la conduction superficielle des isolants, nous avons fait une mesure de dérive (en réglant le monochromateur sur une valeur très élevée de λ qui ne donne aucune émission appréciable) après cinq mesures du courant photoélectrique correspondant à différentes valeurs de λ . En faisant ainsi alterner, tout au long des mesures, une détermination de la dérive avec cinq déterminations du photocourant, nous avons contrôlé la constance de la dérive qui a toujours été comprise entre 0,6 et 0,9 division pour la durée $t = 30$ s des mesures. Les valeurs de I' ont été corrigées en conséquence.

Nous adopterons les notations suivantes:

I_D : courant photoélectrique pour le métal dégazé

I_O : courant photoélectrique pour le métal soumis à l'action de l'oxygène,

I_E : courant photoélectrique pour le métal soumis à l'action de la vapeur d'eau.

Les lettres D, O et E seront utilisées dans les graphiques avec la même signification.

Dans le tableau IV, nous donnons les résultats moyens d'une série de mesures effectuées à $24,3^\circ\text{C}$, la cathode ayant été maintenue 10 mn dans l'oxygène à la pression 742 mm de mercure, et 10 mn également dans la vapeur d'eau à la pression 22,5 mm de mercure.

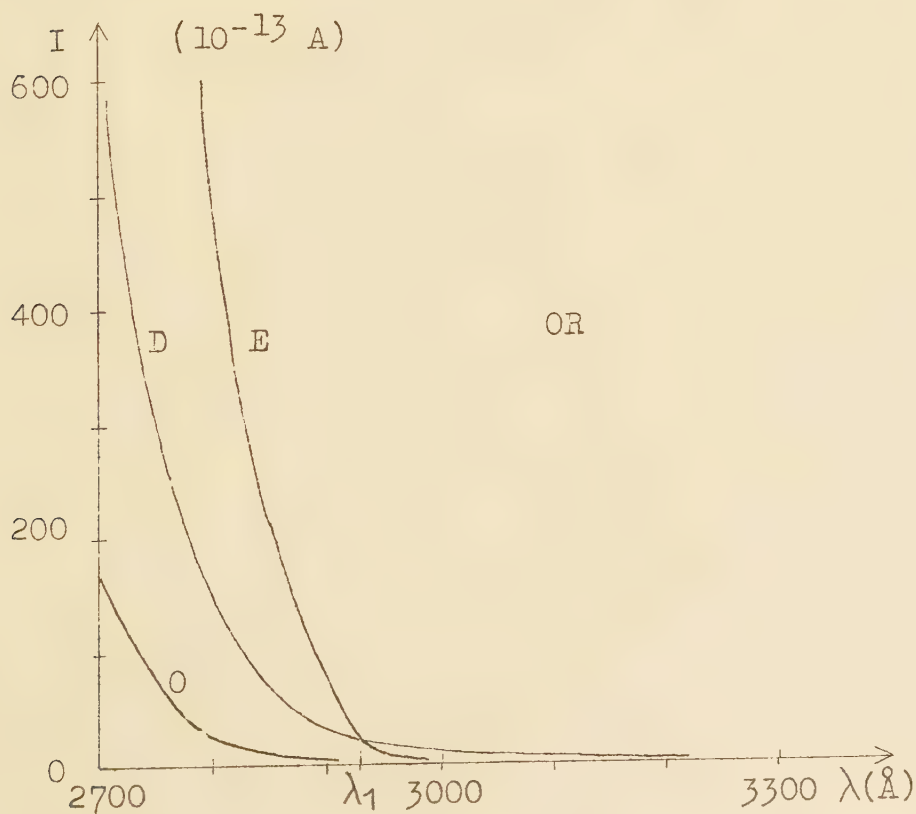
Nous faisons figurer, en regard des valeurs de λ utilisées, les valeurs calculées de $h\nu/kT$, avec:

$$\begin{aligned} h &= 6,625 \times 10^{-27} \text{ erg} \times \text{s}, \\ k &= 1,380 \times 10^{-16} \text{ erg/dégré}, \\ T &= 24,3 + 273,2 = 297,5^\circ\text{K}. \end{aligned}$$

Les valeurs de I sont données en prenant pour unité 10^{-13} A.

TABLEAU IV

$\lambda(\text{\AA})$	$h\nu/kT$	I_D	I_O	I_E
2700	179,0	660	171	1600
20	177,8	501	109	1504
40	176,4	403	72,1	1230
60	175,3	250	38,0	996
80	174,0	201	14,9	651
2800	172,7	137	5,3	504
20	171,6	90,1	1,50	407
40	170,3	41,7	0,51	203
60	169,1	21,2	0,11	127
80	167,9	9,31	0,07	42,1
2900	166,8	3,52		15,7
20	165,6	0,95		0,51
40	164,5	0,40		0,20
60	163,3	0,11		0,021
80	162,2	0,10		



Graphique IV.

I) ANALYSE DES RESULTATS

L'examen des courbes de distribution spectrale $I(\lambda)$ fait apparaître les propriétés suivantes:

I_D , I_O et I_E décroissent régulièrement quand la longueur d'onde augmente. Le caractère asymptotique de cette décroissance est très net. Les mesures de I ont été faites jusqu'à $\lambda = 3300 \text{ \AA}$; les valeurs trouvées pour la déviation restaient supérieures à la dérive de quelques dixièmes de division. Nous n'avons pas fait figurer ces mesures dans le tableau IV, car la précision devient insuffisante lorsqu'on approche de la limite de sensibilité de l'électromètre; les calculs ultérieurs, en vue de la construction de FOWLER, nous l'ont montré.

Nous appellerons seuil apparent λ_0 la valeur de λ pour laquelle le courant photoélectrique cesse pratiquement d'être mesurable. Le seuil apparent ne constitue nullement une propriété caractéristique du métal puisque λ_0 est d'autant plus grand que l'appareil de mesure est plus sensible. Nous donnons, à titre indicatif seulement, l'ordre de grandeur des seuils apparents lus sur le graphique:

$$\lambda_{0D} \simeq 3200 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{0O} \simeq 3000 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{0E} \simeq 3050 \text{ \AA}.$$

La courbe O est située entièrement au-dessous de la courbe D: l'action de l'oxygène diminue le courant photoélectrique pour toutes les valeurs de λ . La courbe E coupe la courbe D pour $\lambda_1 = 2920 \text{ \AA}$; I_E est supérieur à I_D pour les courtes longueurs d'onde, inférieur pour les grandes longueurs d'onde.

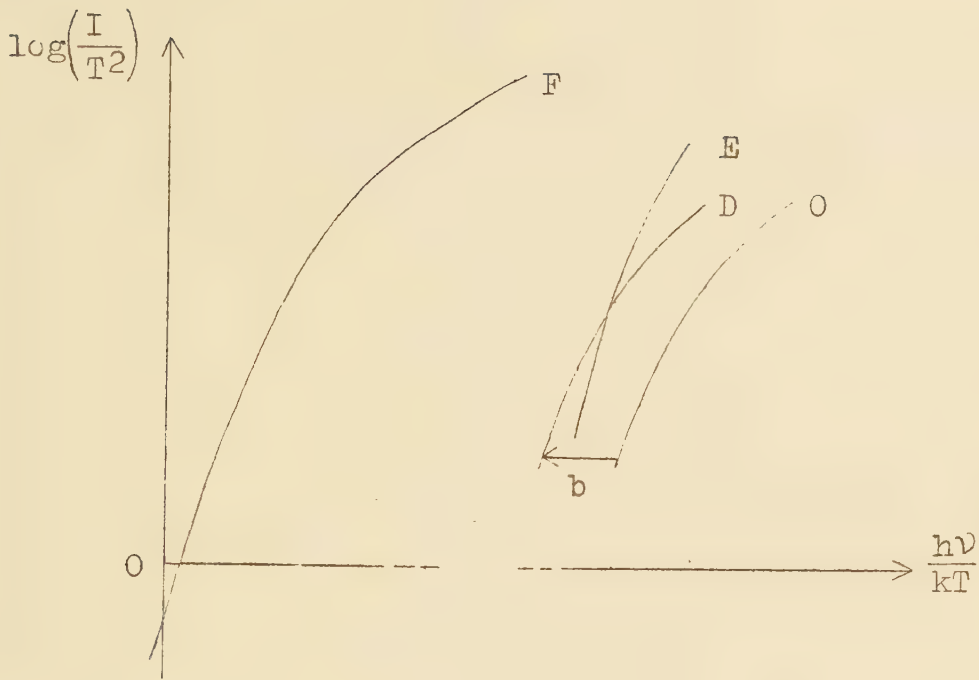
Nous avons déterminé le seuil vrai par la méthode de FOWLER (cf.p.7). Sur du papier semi-logarithmique à six modules, nous avons construit la courbe F de FOWLER, puis nous avons tracé, sur le même graphique, les trois courbes:

$$\log\left(\frac{I}{T^2}\right) = F\left(\frac{h\nu}{kT}\right)$$

correspondant aux cas D, O et E (graphique IV bis).

La courbe D se superpose avec la courbe de FOWLER à la suite d'une translation parallèle à l'axe des ordonnées, suivie d'une translation d'amplitude $a = 181,0$ vers la gauche, parallèlement à l'axe des abscisses. La coïncidence est satisfaisante, les écarts semblant de l'ordre de grandeur des erreurs de mesure; seuls les points correspondant aux très faibles intensités ont dû être abandonnés en raison de leur précision insuffisante.

Le seuil vrai ν_{0D} de l'or dégazé est donné par la



Graphique IV bis.

relation: $\frac{h\nu_{0D}}{kT} = a$,

$$\nu_{0D} = \frac{a k T}{h} ; \quad \lambda_{0D} = \frac{c}{\nu_{0D}} = \frac{c h}{a k T} .$$

En prenant $c = 2,998 \times 10^{10}$ cm/s, on trouve:

$$\lambda_{0D} = 2670 \text{ \AA} .$$

La courbe O se superpose à la courbe D après une translation d'amplitude $b = 5,5$ vers la gauche, parallèlement à l'axe des abscisses.

D'où: $\frac{h(\nu_{0O} - \nu_{0D})}{kT} = b$,

$$\nu_{0O} - \nu_{0D} = \frac{b k T}{h} ; \quad \nu_{0O} = \frac{(a + b)kT}{h} ;$$

$$\lambda_{0O} = \frac{ch}{(a + b)kT} ; \quad \frac{\lambda_{0O}}{\lambda_{0D}} = \frac{a}{a + b} ,$$

avec: $\lambda_{0D} = 2670 \text{ \AA} ; a = 181,0 ; b = 5,5$.

D'où: $\lambda_{0O} = 2590 \text{ \AA} .$

La courbe E se superpose à la courbe F à la suite de la même translation horizontale a , d'où:

$$\lambda_{0E} = \lambda_{0D} = 2670 \text{ Å},$$

mais pour une translation verticale différente de celle de D. Cette propriété donne un renseignement intéressant sur l'interaction photon-électron au sein du métal. En effet, la loi de FOWLER (cf.p.7) s'écrit:

$$\log\left(\frac{I}{T^2}\right) = \log(\alpha A) + \Phi(x),$$

avec:
$$x = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}.$$

$\nu_{0D} = \nu_{0E}$ entraîne: $x_D = x_E$ pour ν donné.

La translation vers le bas de la courbe E est supérieure de la quantité $d = 6,50$ cm à celle de la courbe D. Le module de l'échelle logarithmique étant 12,5 cm, on a:

$$6,50 = 12,5 \log 3,35.$$

D'où:
$$\log \alpha_E = \log \alpha_D + \log 3,35$$

puisque, dans l'expression de la loi de FOWLER, A est une constante universelle et $\Phi(x_D) = \Phi(x_E)$;

$$\alpha_E = 3,35 \alpha_D.$$

La probabilité pour qu'un électron capte un photon est 3,35 fois plus grande pour l'or soumis à l'action de la vapeur d'eau que pour l'or dégazé.

Nous ne pouvons appliquer le même raisonnement simple, sans faire intervenir les valeurs numériques de $\Phi(x)$, à l'or soumis à l'action de l'oxygène, car on a, pour ν donné: $\Phi(x_D) \neq \Phi(x_0)$.

Nous déduisons des résultats précédents que l'or soumis à l'action de l'oxygène et à l'action de la vapeur d'eau donne une émission photoélectrique satisfaisant à la loi de FOWLER dans l'intervalle de longueurs d'onde que nous avons utilisé.

Les variations du seuil sous l'effet de ces deux gaz seront discutées et comparées aux variations de l'effet VOLTA dans le chapitre IV.

III) ETUDE DU CUIVRE

RECHERCHES ANTERIEURES

Signalons les valeurs du seuil déterminées avec du cuivre non dégazé par plusieurs auteurs: HAMER (39) : 2665 Å ; RICHARDSON et COMPTON (40) : 3000 Å ; CORNELIUS (41) : 3033 Å ; et pour le cuivre partiellement dégazé: WERNER (36) : 2750 Å ; WELCH (42) : 2955 Å ; HENNINGS et KADESCH (43) : 3000 Å .

I) RESULTATS DES MESURES

Le dégazage de la cathode de cuivre a été effectué à 850 °C pendant 10 mn . Nous avons fait les mesures à 24,0 °C , en notant les déviations de l'électromètre au bout de 30 s . La correction de dérive a été faite comme pour l'or, ainsi que le calcul du courant I rapporté à l'intensité lumineuse de référence; il en sera de même pour les mesures qui suivront.

La cathode a été maintenue 10 mn dans l'oxygène, à la pression 740 mm de mercure et 10 mn dans la vapeur d'eau, à la pression 22 mm de mercure.

Les résultats des mesures font l'objet du tableau V et du graphique V (unité d'intensité pour I : 10^{-13} A).

I) ANALYSE DES RESULTATS

Les courbes de distribution spectrale ont la même allure que pour l'or: courbe O entièrement au-dessous de la courbe D; courbe E coupant la courbe D au point d'abscisse $\lambda_1 = 2980$ Å.

Les seuils apparents ont pour valeurs respectives:

$$\lambda_{\circ D} \simeq 3300 \text{ Å} ,$$

$$\lambda_{\circ O} \simeq 3100 \text{ Å} ,$$

$$\lambda_{\circ E} \simeq 3200 \text{ Å} .$$

La construction de FOWLER donne des courbes qui se superposent bien à la courbe F , après les translations horizontales suivantes:

$$a = 158 \text{ pour D , d'où: } \lambda_{\circ D} = 3060 \text{ Å} ,$$

$$a = 163 \text{ pour O , d'où: } \lambda_{\circ O} = 2960 \text{ Å} ,$$

$$a = 159 \text{ pour E , d'où: } \lambda_{\circ E} = 3040 \text{ Å} .$$

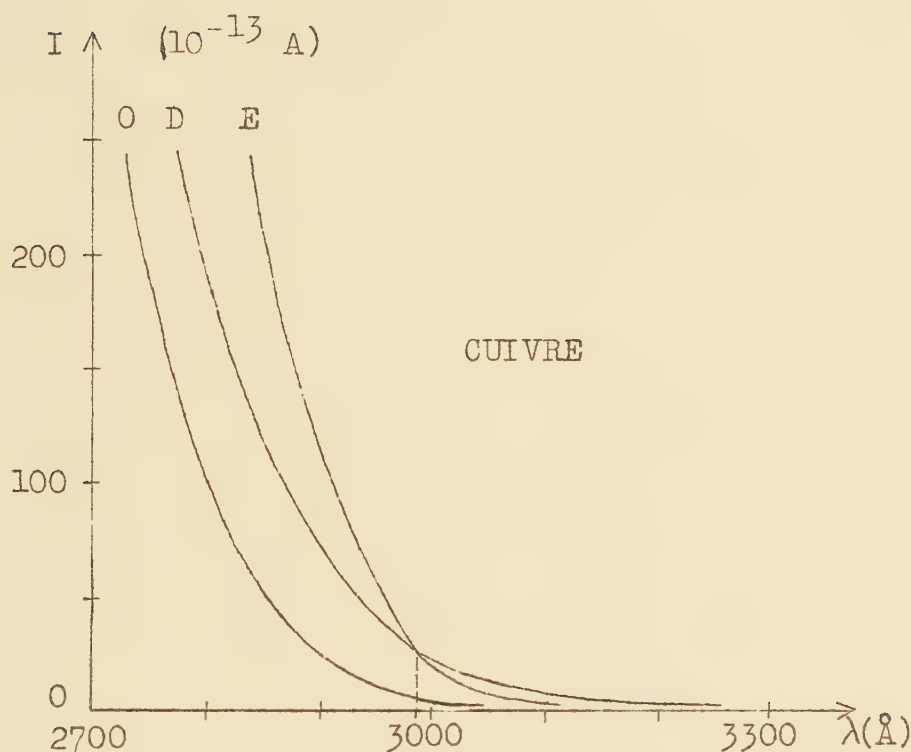
TABLEAU V

$\lambda(\text{\AA})$	$h\nu/kT$	I_D	I_O	I_E
2700	179,0		236	
20	177,8		226	
40	176,4		207	
60	175,3		174,5	
2800	172,7	231,5	112	641
20	171,6	194,0	76,6	520
40	170,3	154,7	51,8	407,5
60	169,1	110,8	35,6	293
80	167,9	87,0	22,1	220
2900	166,8	(82,0)	18,5	172
20	165,6	64,5	9,7	115
40	164,5	48,0	6,7	74,5
60	163,3	34,4	2,7	37,7
80	162,2	20,4	1,5	21,3
3000	161,2	13,2	1,0	10,4
20	160,0	7,25		5,4
40	158,9	5,0		2,9
50	158,6		0,3	
60	157,9	3,7		
80	156,9	(3,3)		
3100	156,0	2,2	(0,3)	(1,9)
50	153,6	0,9		0,6
3200	151,1	(0,3)		(0,25)
50	148,7	(0,1)		
3300	146,5	(0,1)		

Les valeurs données entre parenthèses dans le tableau V sont celles dont les points correspondants étaient insuffisamment précis.

Les translations verticales sont les mêmes pour D et pour O, comme dans le cas de l'or.

Pour les courbes D et E, les translations verticales sont différentes et les translations horizontales très voisines l'une de l'autre. Un écart d'une unité sur a entraînant un écart d'environ $10 \text{ \AA}$ sur λ_0 , la précision de la construction graphique ne permet pas de dire avec certitude si λ_{0E} est vraiment inférieur à λ_{0D} . Les deux seuils sont très voisins, ce qui permet de faire, comme pour l'or, le calcul de α_E en fonction de α_D .



Graphique V.

On trouve: $\alpha_E = 2,60 \alpha_D$.

IV) ETUDE DU FER

RECHERCHES ANTERIEURES

Des valeurs du seuil, pour le fer non soumis à un dégazage préalable, ont été données par HAMER (39): 2870 Å et par ROY (34): 2944 Å. D'autres résultats, déterminés après dégazage, sont fournis par HENNINGS et KADESCH (43): 3000 Å, par WELCH (42): 3155 Å et par CARDWELL (44): 2620 Å.

EICHLER (45) et ERNST (46) ont trouvé que l'action de l'oxygène accroît l'émission photoélectrique du fer.

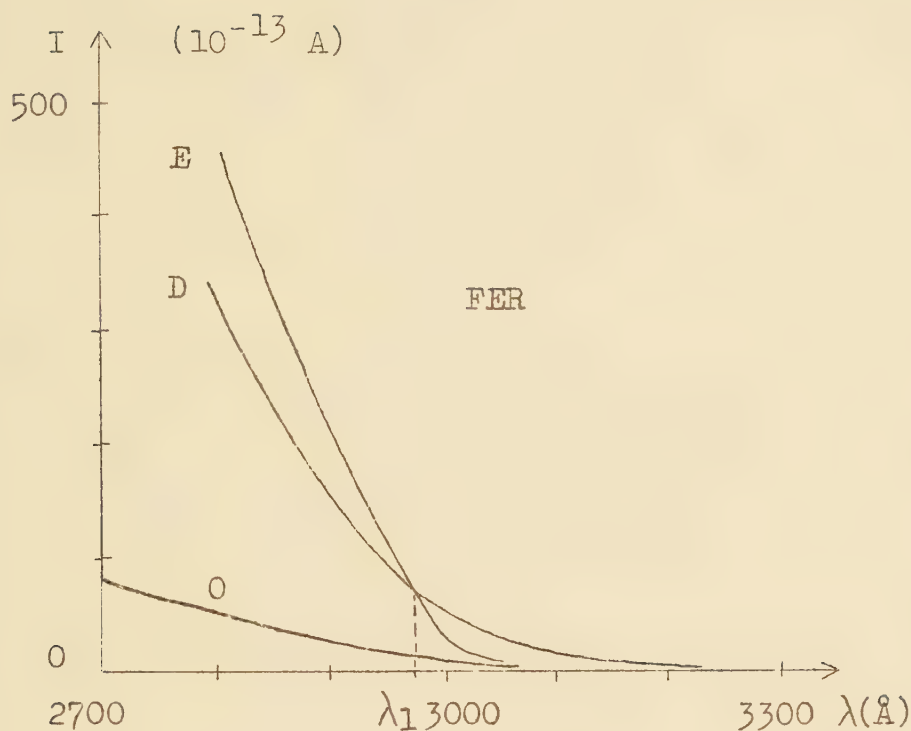
) RESULTATS DES MESURES

Les mesures ont été faites à 24,1 °C, après 10 mn de dégazage à 950 °C. Les déviations de l'électromètre étaient relevées au bout de 30 s d'isolement de la cathode. L'action de la vapeur d'eau (pression = 16 mm de mercure) et celle de l'oxygène (pression = 745 mm de mercure) ont été maintenues pendant 10 mn.

Les résultats sont donnés dans le tableau VI auquel correspondent les courbes de distribution spectrale du graphique VI, l'unité d'intensité étant toujours 10^{-13} A.

TABLEAU VI

$\lambda(\text{\AA})$	$h\nu/kT$	I_D	I_O	I_E
2700	179,0		73,2	
50	175,8		67,0	
2800	172,7	356	52,1	496
20	171,6	278	42,0	432
40	170,3	234	36,0	364
60	169,1	183	28,6	300
80	167,9	151	23,7	237
2900	166,8	(160)	(25,5)	221
20	165,6	(132)	18,9	160
40	164,5	115,6	14,8	130
60	163,3	80,8	9,4	77,5
80	162,2	61,8	6,8	48,8
3000	161,2	45,0	3,9	25,5
20	160,0	32,9		17,2
40	158,9	23,0		9,6
50	158,6		1,4	
60	157,9	18,2		6,6
80	156,9	15,5		4,5
3100	156,0	12,7	0,8	2,7
20	154,9	10,0		1,5
40	153,9	7,2		1,4
60	152,9	5,0		0,7
80	152,0	3,4		0,4
3200	151,1	2,2	0,2	(0,3)
3300	146,5	(1,1)		
3500	138,1	(0,4)		



Graphique VI.

II) ANALYSE DES RESULTATS

Les courbes de distribution spectrale sont analogues à celles de l'or et du cuivre, avec $\lambda_1 = 2965 \text{ \AA}$.
Les seuils apparents sont les suivants:

$$\lambda_{\circ D} \simeq 3400 \text{ \AA} ,$$

$$\lambda_{\circ O} \simeq 3200 \text{ \AA} ,$$

$$\lambda_{\circ E} \simeq 3200 \text{ \AA} .$$

La construction de FOWLER donne les translations horizontales suivantes:

$$a = 157 \quad \text{pour } D , \text{ d'où: } \lambda_{\circ D} = 3075 \text{ \AA} ,$$

$$a = 157,5 \quad \text{pour } O , \text{ d'où: } \lambda_{\circ O} = 3065 \text{ \AA} ,$$

$$a = 159 \quad \text{pour } E , \text{ d'où: } \lambda_{\circ E} = 3040 \text{ \AA} .$$

Nos résultats sont en contradiction avec ceux de EICHLER (45) et ERNST (46) en ce qui concerne l'action de l'oxygène sur le fer. Toutes les mesures que nous avons effectuées ont fait apparaître une diminution très importante de l'émission photoélectrique du métal soumis à l'oxygène; il en est ainsi pour toutes les valeurs de la longueur d'onde.

V) ETUDE DU NICKEL

RECHERCHES ANTERIEURES

Les valeurs du seuil du nickel déterminées par plusieurs auteurs présentent entre elles des écarts beaucoup plus considérables que pour les métaux étudiés précédemment. C'est ainsi que LUKIRSKY et PRILEZAEV (21) ont trouvé 3365 Å et HAMER (39) 3050 Å, tandis que GLASOE (16) donne la valeur 2460 Å. Il convient de signaler, à propos de ces écarts, que les mesures ont été faites dans des conditions très différentes: avec du nickel non dégazé par LUKIRSKY et après un dégazage très poussé par GLASOE. D'autre part, les mesures de LUKIRSKY, antérieures à la théorie de FOWLER, donnent un seuil apparent dont la signification est discutable, comme nous l'avons dit précédemment; le résultat de GLASOE correspond par contre au seuil vrai.

WELO (38) signale que l'action de l'oxygène diminue l'émission photoélectrique du nickel et KLUMB (47) a mis en évidence l'accroissement du courant photoélectrique sous l'effet de la vapeur d'eau.

RESULTATS DES MESURES

Le dégazage a été réalisé par chauffage à 950 °C pendant 30 mn; nous avons remarqué que les résultats étaient moins bien reproductibles pour une durée de dégazage plus faible. Les mesures ont montré que l'oxygène provenant de la décomposition de l'oxyde mercurique (pression: de 10 à 20 cm de mercure) et l'oxygène sous la pression atmosphérique donnaient des résultats ne présentant pas entre eux d'écarts appréciables.

Le tableau VII donne les valeurs expérimentales correspondant à des mesures effectuées à 21,5 °C.

) ANALYSE DES RESULTATS

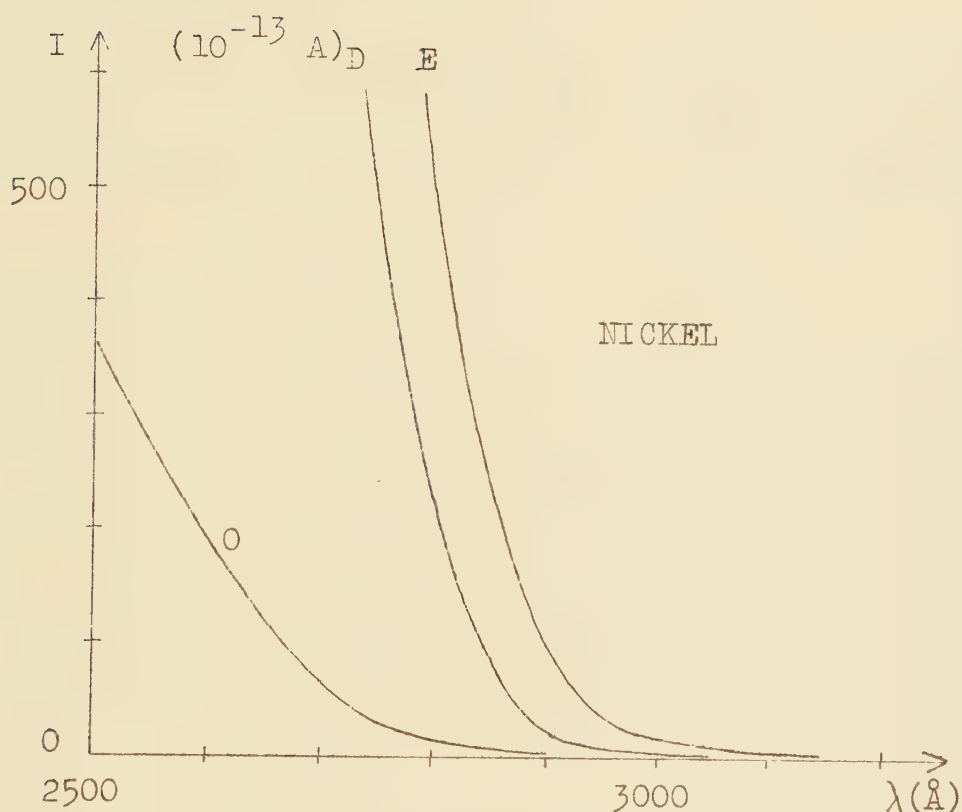
De même que pour les métaux déjà étudiés, la courbe O est entièrement au-dessous de la courbe D. Mais une différence apparaît pour le métal soumis à l'action de la

TABLEAU VII

$\lambda(\text{\AA})$	$h\nu/kT$	I_D	I_0	I_E
2500	193,6		365	
20	192,1		350	
40	190,5		326	
60	189,1		280	
80	187,5		232	
2600	186,2		221	
20	184,7		169	
40	183,2		138	
60	181,9	1540	123	
80	180,5	1295	97,2	3000
2700	179,2	915	62,1	2300
20	178,0	820	55,3	2000
40	176,6	585	34,9	1720
60	175,2	447	26,0	1280
80	174,1	320	17,2	1140
2800	172,8	240	10,7	760
20	171,6	110	8,3	615
40	170,4	85,0	3,5	510
60	169,2	48,0	2,0	280
80	168,0	25,0	(2,0)	152
2900	166,8	11,2	(0,5)	105
20	165,7	7,5		42,5
40	164,6	3,2		15,0
60	163,5	2,0		9,5
80	162,4	(1,0)		5,0
3000	161,3		(0,3)	(3,0)
3100	156,1		(0,1)	(2,0)
3200	151,2			(0,2)

vapeur d'eau: alors que la courbe E coupe la courbe D dans le cas de l'or, du cuivre et du fer, la courbe E est, pour le nickel, au-dessus de la courbe D; l'émission photoélectrique du nickel préalablement soumis à l'action de la vapeur d'eau est donc, pour toute valeur de la longueur d'onde, supérieure à celle du métal dégazé.

Nous notons sur le graphique VII les ordres de grandeur des seuils apparents:



Graphique VII.

$$\lambda_{\circ D} \simeq 3100 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{\circ O} \simeq 2950 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{\circ E} \simeq 3200 \text{ \AA}.$$

La construction de FOWLER donne:

$$a = 167 \quad \text{pour } D, \text{ d'où: } \lambda_{\circ D} = 2900 \text{ \AA},$$

$$a = 169 \quad \text{pour } O, \text{ d'où: } \lambda_{\circ O} = 2863 \text{ \AA},$$

$$a = 166 \quad \text{pour } E, \text{ d'où: } \lambda_{\circ E} = 2915 \text{ \AA}.$$

Les variations de l'émission photoélectrique du nickel sous l'action de l'oxygène et de la vapeur d'eau sont conformes aux observations de WELO (38) et de KLUMB (47).

VI) ETUDE DU MOLYBDENE

I) RECHERCHES ANTERIEURES

Deux auteurs ont trouvé des valeurs fort différentes pour le seuil du molybdène: 2854 Å selon ROY (34) pour le métal non dégazé, 3800 Å selon MARTIN (48), après dégazage.

KLUMB (47) a mis en évidence un accroissement du courant photoélectrique sous l'action de la vapeur d'eau.

II) RESULTATS DES MESURES

Certaines de nos mesures ont été faites au moyen d'un électromètre à corde des Etablissements BOUTY; nous avons également utilisé cet appareil pour faire des mesures avec l'or et le nickel. Il est constitué par un fil à la WOLLASTON de diamètre 3μ , tendu entre une colonnette d'ambre et le milieu d'un fil fin transversal en quartz disposé en arceau entre deux points fixes. On peut faire varier la tension de la corde en déformant le fil de quartz au moyen d'une fourchette isolée. La corde est placée entre deux plateaux métalliques qu'on porte à des potentiels déterminés. On repère les déplacements du milieu de la corde au moyen d'un microscope muni d'un oculaire à micromètre. La sensibilité de l'électromètre dépend des valeurs des potentiels des plateaux et de la tension de la corde.

L'électromètre à corde est intéressant pour la mesure des charges à cause de sa très faible capacité. Les courants photoélectriques variant sur un intervalle très étendu, il est nécessaire de modifier la sensibilité de l'appareil au cours d'une même série de mesures. A cet égard, la fidélité de l'électromètre à corde est apparue moins bonne, pour les très faibles tensions de la corde (grandes sensibilités) que celle de l'électromètre à quadrants.

Les mesures, effectuées à la température de $21,4^{\circ}\text{C}$, après dégazage à 960°C pendant 30 mn, ont donné les résultats groupés dans le tableau VIII. Pour l'étude de l'action de l'oxygène et de la vapeur d'eau ($p = 10,2$ mm de mercure), le métal a été maintenu pendant 5 mn au contact du gaz.

III) ANALYSE DES RESULTATS

Les courbes de distribution spectrale du molybdène ressemblent à celles du nickel: I_D est compris entre I_0 et I_E pour toutes les valeurs de la longueur d'onde.

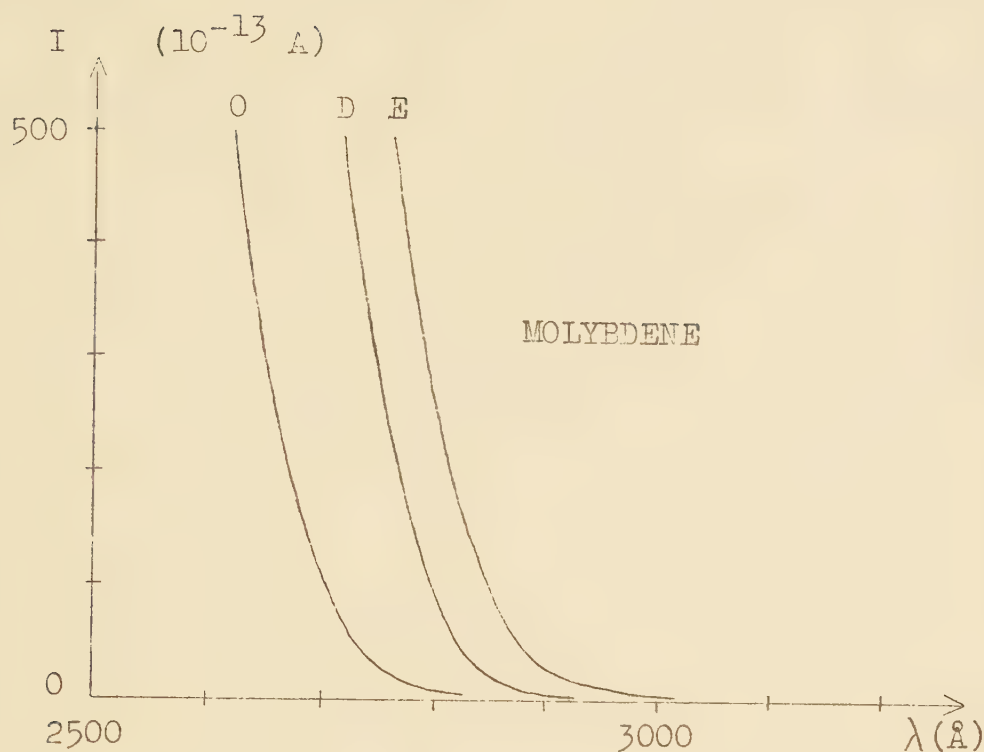
TABLEAU VIII

$\lambda(\text{\AA})$	$h\nu/kT$	I_D	I_O	I_E
2500	193,6		1740	
20	192,1		1500	
40	190,5		1250	
50	189,8		1160	
60	189,1		1060	
70	188,3		950	
80	187,5		852	
90	186,9		785	
2600	186,2		690	
20	184,7		521	
40	183,2		370	
60	181,9		272	
80	180,5		182	
2700	179,2	1880	113	
20	178,0	1380	72,5	
40	176,6	926	35,0	
60	175,2	585	15,3	1620
80	174,1	335	7,0	1140
2800	172,8	144	2,4	902
20	171,6	70,5		501
40	170,4	27,8		316
60	169,2	9,1		183
80	168,0	3,6		89,5
2900	166,8	1,9	(0,2)	43,5
20	165,7			14,5
30	165,2	0,6		
40	164,6			7,0
70	162,9	(0,3)		
3000	161,3	(0,2)		2,0
3100	156,1			1,2
50	153,5	(0,1)		
3200	151,2			(0,2)

Seuils apparents: $\lambda_{!D} \simeq 3200 \text{ \AA}$,

$\lambda_{!O} \simeq 2850 \text{ \AA}$,

$\lambda_{!E} \simeq 3300 \text{ \AA}$.



Graphique VIII.

La construction de FOWLER donne:

$a = 171$	pour D , d'où:	$\lambda_{0D} = 2832 \text{ \AA} ,$
$a = 175$	pour O , d'où:	$\lambda_{0O} = 2763 \text{ \AA} ,$
$a = 167$	pour E , d'où:	$\lambda_{0E} = 2915 \text{ \AA} .$

VII) ETUDE DU TUNGSTENE

) RECHERCHES ANTERIEURES

De nombreux résultats ont été publiés. Les valeurs attribuées à la longueur d'onde du seuil du tungstène sont 2615 $\text{\AA}$: HAMER (39); 2735 $\text{\AA}$: ROY (34); 2300 $\text{\AA}$: HAGEROW (49); 2700 $\text{\AA}$: HARRISON (50); 2650 $\text{\AA}$: WARNER (51).

WARNER (52) a montré que l'action de l'oxygène diminue l'émission photoélectrique du tungstène et KLUMB (47) que l'action de la vapeur d'eau produit un accroissement du courant photoélectrique.

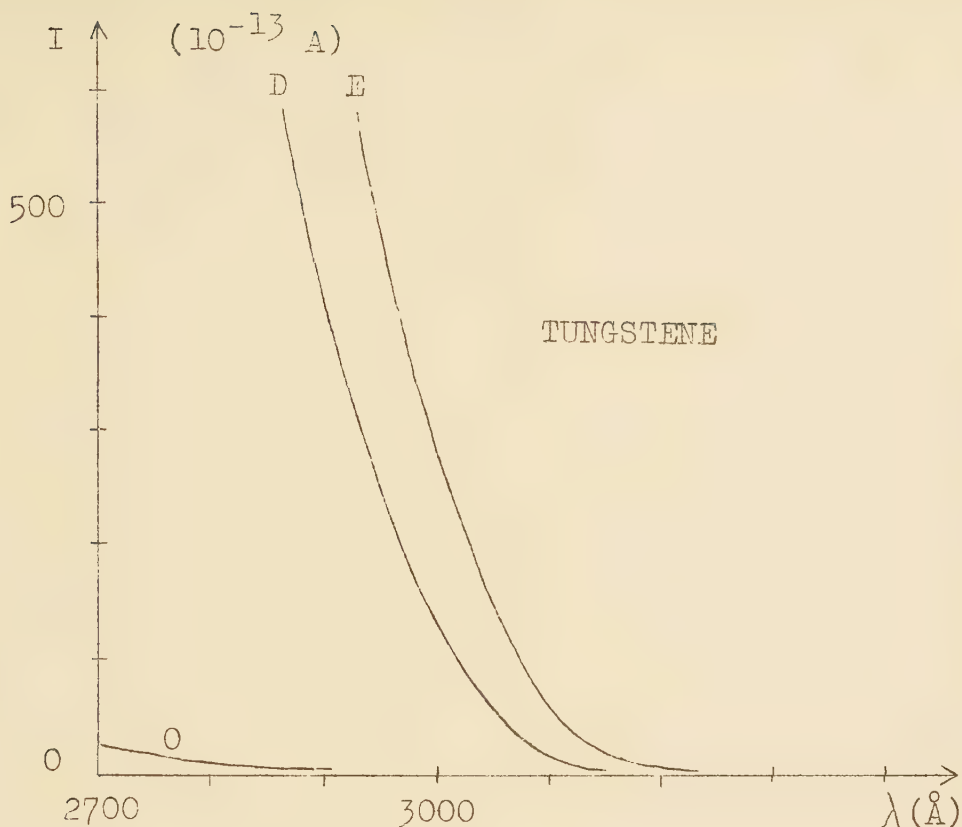
II) RESULTATS DES MESURES

La cathode de tungstène que nous avons réalisée était différente des autres cathodes décrites précédemment (cf. p.40). Elle était constituée par un fil de 0,4 mm de diamètre, enroulé en spirale à spires jointives dans un plan perpendiculaire à la tige porte-électrode et fixé à la tige par l'intermédiaire d'une pièce de raccordement vissée.

Les résultats du tableau IX et du graphique IX correspondent à des mesures faites à 24,2 °C, après 10 mn de dégazage à 730 °C (température maximale qu'il ait été possible d'atteindre). L'électrode a été maintenue 10 mn au contact de l'oxygène et de la vapeur d'eau.

TABLEAU IX

$\lambda(\text{\AA})$	$h\nu/kT$	I_D	I_0	I_E
2700	179,0		18,6	
40	176,4		15,0	
2800	172,7	903,0	8,3	
20	171,6	833,0		
40	170,3	760,0	5,7	
60	169,1	650,0		950,0
80	167,9	555,5		860,5
2900	166,8	470,0	2,5	767,0
20	165,6	380,5		661,0
40	164,5	258,0	0,9	570,5
60	163,3	221,5		499,0
80	162,2	175,0		403,0
3000	161,2	133,2	0,3	337,5
20	160,1	101,2		248,7
40	159,1	72,8		206,7
60	157,9	47,0		151,0
80	156,9	25,5		97,1
3100	156,0	12,1	(0,1)	54,2
20	154,9	5,0		35,0
40	153,9	2,5		22,1
60	152,9	1,1		12,3
3200	151,1	0,15		1,7
50	148,8			0,3
3300	146,5	(0,1)		(0,2)
3400	142,2	(0,05)		(0,1)



Graphique IX.

III) ANALYSE DES RESULTATS

De même que pour le nickel et le molybdène, l'action de l'oxygène diminue l'émission photoélectrique du tungstène et l'action de la vapeur d'eau l'augmente quelle que soit la longueur d'onde. Nous notons une valeur de I_0 plus faible que pour les autres métaux. Nous relevons les valeurs suivantes des seuils apparents:

$$\lambda_{\circ D} \simeq 3250 \text{ Å},$$

$$\lambda_{\circ O} \simeq 3100 \text{ Å},$$

$$\lambda_{\circ E} \simeq 3350 \text{ Å}.$$

Dans le diagramme de FOWLER, les courbes déduites des mesures se superposent à la courbe théorique après la translation horizontale a dont nous déduisons les seuils vrais:

a = 155	pour D , d'où:	$\lambda_{oD} = 3120 \text{ \AA}$,
a = 161,6	pour O , d'où:	$\lambda_{oO} = 2990 \text{ \AA}$,
a = 152	pour E , d'où:	$\lambda_{oE} = 3180 \text{ \AA}$.

VIII) ETUDE DU PLATINE

I) RECHERCHES ANTERIEURES

De tous les métaux, le platine est certainement celui qui a été le plus étudié. Les valeurs de la longueur d'onde du seuil données par plusieurs auteurs diffèrent beaucoup les unes des autres. WOODRUFF (53) a trouvé que la longueur d'onde du seuil est inférieure à $2100 \text{ \AA}$. Parmi d'autres résultats, nous signalerons ceux de CHIEN CHA (54): $2540 \text{ \AA}$, KOPPIUS (55): $2570 \text{ \AA}$, SUHRMANN (56): $2678 \text{ \AA}$, POHL et PRINGSHEIM (57): $2800 \text{ \AA}$, STUHLMANN (58): $2840 \text{ \AA}$.

Nous n'avons pas connaissance de résultats relatifs à l'action de la vapeur d'eau sur le platine. Par contre, l'action de l'oxygène a été étudiée et elle a conduit à des résultats contradictoires: alors que HERRMANN (59), DUBRIDGE (60) et LOCKROW (61) ont observé une diminution de l'émission photoélectrique, EICHLER (45) et ERNST (46) signalent une augmentation.

Ces contradictions sont vraisemblablement liées aux anomalies que présente le platine par rapport aux autres métaux. Les particularités que nous avons mises en évidence seront discutées de manière plus approfondie au chapitre IV, en relation avec les variations de l'effet VOLTA.

II) RESULTATS DES MESURES

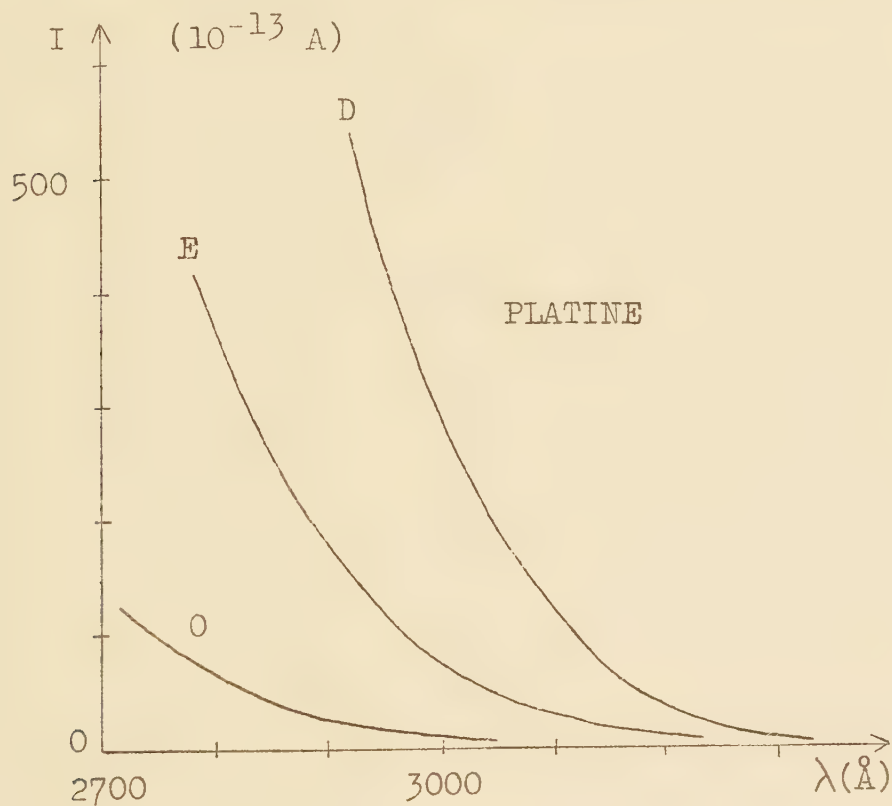
Pour les métaux que nous venons d'étudier, les mesures ont montré que la température de dégazage avait peu d'influence sur les résultats, pourvu que cette température dépasse 800°C . Dans le cas du platine, cela reste vrai pour l'émission photoélectrique du métal dégazé et aussi du métal soumis à l'action de la vapeur d'eau, mais l'action de l'oxygène conduit à des valeurs du courant photoélectrique extrêmement différentes les unes des autres suivant la température du dégazage qui a précédé l'immersion de la cathode dans l'oxygène, cette immersion étant faite à froid.

Pour étudier les variations de I_0 en fonction de la température de dégazage, nous avons été amené à faire de nombreuses mesures. Nous donnons dans le tableau X les valeurs moyennes du rapport I_D/I_0 , correspondant à la longueur d'onde $2900 \text{ \AA}$ et déterminées pour six valeurs de la température de dégazage θ .

TABLEAU X

$\theta(^{\circ}\text{C})$	940	1070	1180	1230	1300	1350
I_D/I_0	42,3	24,9	155	18,7	6,4	23,8

Les résultats consignés dans le tableau XI correspondent à des mesures faites à $21,3^{\circ}\text{C}$, après dégazage à 1070°C pendant 5 mn, les temps d'immersion dans l'oxygène et dans la vapeur d'eau étant de 5 mn.



Graphique XI.

TABLEAU XI

$\lambda(\text{\AA})$	$h\nu/kT$	I_D	I_O	I_E
2760	175,2		94,5	
80	174,1		81,5	
90	173,3			385
2800	172,8		68,0	365
20	171,6	1115	53,7	330
40	170,4	1000	43,9	285
60	169,2	880	35,0	257
80	168,0	760	26,5	220
2900	166,8	668	20,5	195,2
20	165,7	565	14,7	161
40	164,6	502	11,5	133
60	163,4	415	7,3	107,5
80	162,3	340	4,7	87,2
3000	161,3	274	2,8	64,9
20	160,2	246		59,0
40	159,0	201		45,6
60	158,1	172		33,9
80	157,0	139	0,6	29,8
3100	156,1	118,1		25,7
20	154,9	83,5		16,7
40	154,0	63,0		12,0
60	153,0	45,5		7,9
80	152,1	35,2		5,0
3200	151,2	24,9	(0,1)	3,5
20	150,2	17,1		
40	149,3	9,7		
60	148,3	5,2		
80	147,5	3,5		
3300	146,6			1,0
60	144,1	(1,0)		
3400	142,2	(0,2)		(0,1)
3500	138,2	(0,1)		

III) ANALYSE DES RESULTATS

Les résultats du tableau XI (dégazage à 1070 °C) montrent que I_O est inférieur à I_D pour toutes les longueurs d'onde. I_E est également inférieur à I_D quel que soit λ et toutes les mesures que nous avons faites ont

confirmé cette particularité que nous n'avons rencontrée pour aucun autre métal.

Nous déduisons de ces mesures les seuils apparents:

$$\lambda_{0D} \simeq 3500 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{0O} \simeq 3200 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{0E} \simeq 3400 \text{ \AA},$$

et la construction de FOWLER donne, pour la détermination des seuils vrais, les résultats suivants:

$$a = 149 \quad \text{pour } D, \text{ d'où: } \lambda_{0D} = 3250 \text{ \AA},$$

$$a = 159 \quad \text{pour } O, \text{ d'où: } \lambda_{0O} = 3045 \text{ \AA},$$

$$a = 151 \quad \text{pour } E, \text{ d'où: } \lambda_{0E} = 3205 \text{ \AA}.$$

Les résultats relatifs au platine soumis à l'action de l'oxygène ont été, pour les différentes valeurs de la température de dégazage θ , analysés par la méthode de FOWLER. Les courbes obtenues se superposent à la courbe théorique et les valeurs des seuils vrais sont données dans le tableau X bis.

TABLEAU X bis

θ (°C)	940	1070	1180	1230	1300	1350
I_D/I_0	42,3	24,9	155	18,7	6,4	23,8
$\lambda_{0O}(\text{\AA})$	2935	3045	2570	2875	2915	2825

La comparaison des valeurs de λ_{0O} et des valeurs de I_D/I_0 montre que la longueur d'onde du seuil vrai est d'autant plus élevée que le courant photoélectrique est lui-même plus grand pour une longueur d'onde donnée.

CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES RESULTATS

I) SEUIL APPARENT ET SEUIL VRAI

Les résultats expérimentaux relatifs à sept métaux dégazés, puis soumis à l'action de l'oxygène et ensuite à l'action de la vapeur d'eau (après dégazage préalable) ont été analysés par la méthode graphique de FOWLER. Les courbes expérimentales ont toujours été superposables à la courbe théorique après translation, ce qui nous a permis de calculer les seuils vrais λ_0 correspondants. La plus petite longueur d'onde utilisée étant 2500 Å, ce qui correspond à la fréquence $1,199 \times 10^{15}$ Hz, et la plus grande longueur d'onde trouvée pour le seuil vrai étant 3250 Å (fréquence: $0,9924 \times 10^{15}$ Hz), l'écart relatif entre ces deux fréquences est égal à 0,30. Nous en déduisons que la théorie de FOWLER est valable pour les métaux préalablement mis au contact de l'oxygène ou de la vapeur d'eau, au moins lorsque la fréquence de la lumière excitatrice ne dépasse pas de plus de 30 % la fréquence du seuil vrai.

Dans le tableau XII, nous avons groupé les résultats relatifs aux métaux dégazés (D), puis soumis à l'oxygène (O), puis à la vapeur d'eau (E); nous avons également fait figurer les seuils apparents λ'_0 qui représentent les valeurs de la longueur d'onde à partir desquelles le courant photoélectrique cesse pratiquement d'être mesurable. Dans tous les cas, la relation d'inégalité $\lambda'_0 > \lambda_0$ est satisfaite. Nous ne pouvons toutefois en tirer aucune conclusion, la valeur du seuil apparent étant liée à la sensibilité de l'appareil de mesure.

Pour un métal donné, l'examen des courbes D, O et E fait apparaître le caractère asymptotique de la loi de distribution spectrale, ainsi que les relations d'inégalité entre les courants photoélectriques I_D , I_O et I_E . Mais nous remarquons que les courbes de distribution spectrale $I(\lambda)$ ne permettent pas de déterminer avec certitude le sens de variation du seuil vrai sous l'influence de l'oxygène et de la vapeur d'eau: les relations d'inégalité entre λ'_{0D} , λ'_{0O} et λ'_{0E} sont les mêmes qu'entre λ_{0D} , λ_{0O} et λ_{0E} pour le cuivre, le nickel, le molybdène, le tungstène et le platine, mais non pour l'or et le fer. Il est possible que ces désaccords soient dus seulement au manque de précision dans la mesure des très faibles courants. En effet, la valeur du seuil vrai est liée à la translation de la courbe dans le graphique de FOWLER. Les valeurs élevées de l'intensité du courant

photoélectrique jouent théoriquement le même rôle que les valeurs faibles dans la détermination du seuil; pratiquement, elles sont connues avec une meilleure précision et elles ont donc plus de poids dans l'application de la méthode graphique. Dans l'évaluation du seuil apparent, par contre, seules interviennent les faibles intensités pour lesquelles l'incertitude est la plus grande.

TABLEAU XII

		$\lambda_0(\text{\AA})$	$\lambda_0(\text{\AA})$
OR	D	3200	2670
	O	3000	2590
	E	3050	2670
CUIVRE	D	3300	3060
	O	3100	2960
	E	3200	3040
FER	D	3400	3075
	O	3200	3065
	E	3200	3040
NICKEL	D	3100	2900
	O	2950	2863
	E	3200	2915
MOLYBDENE	D	3200	2832
	O	2850	2763
	E	3300	2915
TUNGSTENE	D	3250	3120
	O	3100	2990
	E	3350	3180
PLATINE	D	3500	3250
	O	3200	3045
	E	3400	3205

II) VARIATIONS DE L'EFFET VOLTA

Les électrodes constituées par les métaux différents M et M' étant au même potentiel, la chute de potentiel V qu'on observe à la traversée de la surface de M est l'effet VOLTA intrinsèque du métal M. La différence de potentiel $V' = V_A - V_{A'}$, seule accessible à la mesure directe, constitue l'effet VOLTA M'-M entre le métal étudié M et le métal de référence M'. Dans le cas où V' est positif (fig. 35), on dit que le métal M est électro-positif par rapport à M'.

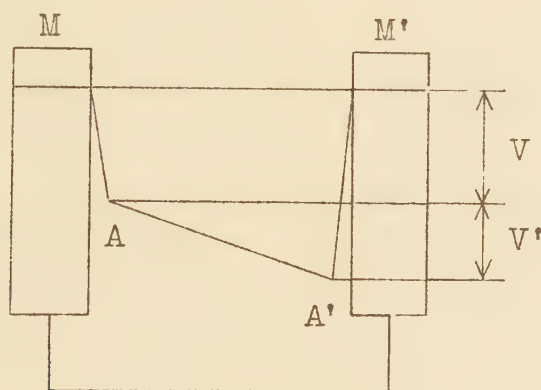


fig. 35.

Quand, après un traitement approprié du métal M, V' augmente, on dit que M devient plus électropositif, ce qui correspond à une diminution de l'effet VOLTA intrinsèque V . Nous caractériserons les variations observées par l'accroissement algébrique $\Delta V (= -\Delta V')$ de l'effet VOLTA intrinsèque du métal M.

L'étude de l'effet VOLTA faite par DUBOIS (22) (23) a conduit l'auteur aux conclusions suivantes:

L'action de l'oxygène provoque un accroissement de l'effet VOLTA intrinsèque V (soit $\Delta V > 0$) et l'action de la vapeur d'eau entraîne une diminution de V .

Après une immersion à froid dans le gaz, on observe une variation ΔV de 0 à +0,5 volt pour l'oxygène et de 0 à -0,5 volt pour la vapeur d'eau. Pour un métal donné, les variations ΔV peuvent, tout en restant du même ordre, présenter des écarts assez sensibles.

De toutes les impuretés susceptibles de modifier l'effet VOLTA des métaux, l'oxygène et la vapeur d'eau sont celles qui produisent les variations les plus grandes.

Lorsqu'on porte un métal à une température de plus en plus élevée pour le dégazer, on observe d'abord une diminution de V tant que le chauffage reste modéré, puis V augmente lorsque le chauffage devient intense. La diminution de V est due au départ de l'oxygène et l'accroissement observé ensuite provient du départ de la vapeur d'eau. Seul le platine fait exception; nous reviendrons sur ce cas particulier.

III) VARIATIONS DE L'EMISSION PHOTOELECTRIQUE

Si la barrière de potentiel qui tend à empêcher l'électron de quitter le métal s'identifie à l'effet VOLTA conformément à l'équation d'EINSTEIN (cf.p.9), la variation ΔV de l'effet VOLTA doit entraîner la variation $\Delta \nu_0$ de la fréquence du seuil telle que:

$$e_0 \Delta V = h \Delta \nu_0 .$$

Dans le tableau XIII, nous avons fait figurer la longueur d'onde λ_0 et la fréquence ν_0 du seuil correspondant, pour chaque métal, aux trois cas D, O et E. Nous en avons déduit les variations du seuil:

$$\Delta \nu_{0.O} = \nu_{0.O} - \nu_{0.D}$$

et
$$\Delta \nu_{0.E} = \nu_{0.E} - \nu_{0.D}$$

et nous avons fait figurer les valeurs correspondantes de $\Delta V = h \Delta \nu_0 / e_0$, calculées en prenant:

$$h = 6,625 \times 10^{-34} \text{ J.s ,}$$

$$e_0 = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C .}$$

Nous désignons ces valeurs calculées par ΔV_1 dans le tableau. En regard, nous donnons les variations ΔV déterminées expérimentalement par DUBOIS (22).

L'examen des courbes de distribution spectrale $I(\lambda)$ correspondant aux différents métaux (graphiques IV à XI) et la comparaison des variations ΔV et ΔV_1 permettent de conclure.

TABLEAU XIII

		$\lambda_0 (\text{\AA})$	$\nu_0 (\text{Hz})$	$\Delta\nu_0 (\text{Hz})$	ΔV_1	$\Delta V (\text{volt})$
			$\times 10^{15}$	$\times 10^{15}$		
Au	D	2670	1,1228			
	O	2590	1,1574	+0,0346	+0,143	+0,14
	E	2670	1,1228	0	0	-0,21 à -0,14
Cu	D	3060	0,9797			
	O	2960	1,0128	+0,0331	+0,137	+0,15 à +0,22
	E	3040	0,9861	+0,0064	+0,0265	-0,03 à -0,06
Fe	D	3075	0,9749			
	O	3065	0,9781	+0,0032	+0,0132	+0,22 à +0,34
	E	3040	0,9861	+0,0112	+0,0463	-0,56
Ni	D	2900	1,0337			
	O	2863	1,0476	+0,0139	+0,058	+0,06 à +0,15
	E	2915	1,0284	-0,0053	-0,022	-0,16
Mo	D	2832	1,0586			
	O	2763	1,0850	+0,0264	+0,109	+0,18
	E	2915	1,0284	-0,0302	-0,125	-0,16 à -0,19
W	D	3120	0,9608			
	O	2990	1,0026	+0,0418	+0,173	
	E	3180	0,9427	-0,0181	-0,075	
Pt	D	3250	0,9224			
	O	3045	0,9845	+0,0621	+0,257	+0,04
	E	3205	0,9354	+0,0130	+0,0538	-0,02

I) ACTION DE L'OXYGENE

Pour tous les métaux étudiés et pour toutes les valeurs de la longueur d'onde, les courbes de distribution spectrale font apparaître que le courant I_0 est inférieur au courant I_D : l'action de l'oxygène produit une diminution de l'émission photoélectrique.

La longueur d'onde du seuil vrai λ_{00} , déterminée par la construction de FOWLER, est toujours inférieure à la longueur d'onde λ_{0D} du seuil du métal dégazé. Il en résulte que les valeurs calculées ΔV_1 et les valeurs mesurées ΔV de l'effet VOLTA sont de même signe; ces valeurs concordent de manière très satisfaisante pour l'ensemble des métaux, à l'exception du fer et du platine. Nous pouvons admettre, dans ces conditions, que l'équation

d' EINSTEIN semble applicable aux métaux soumis à l'action de l'oxygène.

La construction de FOWLER montre par ailleurs que les courbes D et O d'un même métal se superposent à la courbe théorique après des translations verticales pratiquement égales (cf. graph. IV bis, p. 53, relatif à l'or). Si nous considérons la loi de FOWLER:

$$I = \alpha A T^2 \varphi(x) ,$$

avec: $x = h(\nu - \nu_0)/kT ,$

nous en déduisons la relation:

$$\alpha_O \simeq \alpha_D .$$

Les relations $\nu_{O0} > \nu_{OD}$ (d'où: $x_O < x_D$)

et $\frac{d\varphi(x)}{dx} > 0$ entraînent bien:

$$I_O < I_D$$

pour toute valeur de ν .

Nous avons vu que l'émission photoélectrique du platine dépend beaucoup de la température de dégazage θ (cf. tabl. X, p. 69 et tabl. X bis, p. 71). L'étude de l'effet VOLTA V du platine (22) a montré qu'on observe, en faisant croître la température, d'abord une diminution de V , puis une augmentation, suivie d'une deuxième diminution et enfin d'une nouvelle augmentation. Un accroissement de V correspondant à une diminution de λ_0 , ces résultats concordent avec les déterminations du seuil que nous avons faites, ainsi que le montre le tableau X ter.

TABLEAU X ter

$\theta (^{\circ}C)$	940	1070	1180	1230	1300	1350
$\lambda_{00}(\text{\AA})$	2935 $\nearrow$	3045 $\searrow$	2570 $\nearrow$	2875 $\nearrow$	2915 $\searrow$	2825
V	$\searrow$	$\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$	$\nearrow$	

II) ACTION DE LA VAPEUR D'EAU

L'interprétation des résultats relatifs à l'action de la vapeur d'eau est moins aisée.

Pour les valeurs suffisamment petites de la longueur d'onde, le courant I_E est supérieur au courant I_D : l'action de la vapeur d'eau produit un accroissement de l'émission photoélectrique. Cependant, le platine ne satisfait pas à cette règle générale, du moins dans les limites de variation de λ dont nous disposons ($\lambda > 2000 \text{ \AA}$).

Cette variation de l'émission photoélectrique en sens inverse de celle qu'on observe sous l'effet de l'oxygène semble en accord, au moins qualitativement, avec les variations de l'effet VOLTA. Toutefois, si la relation $I_E > I_D$ est satisfaite quelle que soit la longueur d'onde pour le nickel, le molybdène et le tungstène, il n'en est pas de même pour l'or, le cuivre et le fer. Dans le cas de ces trois derniers métaux, la courbe E coupe la courbe D : I_E est inférieur à I_D au-delà d'une certaine longueur d'onde λ_1 (respectivement $2920 \text{ \AA}$, $2980 \text{ \AA}$, $2965 \text{ \AA}$).

La longueur d'onde du seuil λ_{0E} , déterminée par la construction de FOWLER, est supérieure à λ_{0D} pour le nickel, le molybdène et le tungstène; elle est inférieure ou égale à λ_{0D} pour l'or, le cuivre et le fer; elle est aussi inférieure à λ_{0D} pour le platine. Les variations ΔV_1 et ΔV ne sont donc pas de même signe pour tous les métaux; le tableau XIII montre par ailleurs que les valeurs absolues de ΔV_1 et ΔV sont très différentes pour tous les métaux. Nous en déduisons que les variations du seuil et les variations de l'effet VOLTA ne sont pas liées par l'équation d'EINSTEIN sans l'intervention d'un terme supplémentaire.

La construction de FOWLER montre en outre que les courbes D et E d'un même métal se superposent à la courbe théorique après des translations verticales différentes. On a, pour tous les métaux:

$$\alpha_E \geq \alpha_D.$$

L'action de la vapeur d'eau modifie donc la valeur du terme α , contrairement à ce qui se passe pour l'oxygène.

III) CONCLUSION

Ces constatations nous amènent à penser que le mécanisme d'absorption d'un gaz par un métal (adsorption, dissolution ou combinaison chimique) n'est pas le même pour l'oxygène que pour la vapeur d'eau.

Le travail d'extraction W_0 de l'électron ne serait pas dû au seul effet VOLTA V , mais pourrait être mis sous la forme:

$$W_0 = e_0 \cdot V + W' \quad ,$$

d'où sa variation: $\Delta W_0 = e_0 \Delta V + \Delta W' \quad ,$

et on aurait: $\Delta W' \simeq 0$ sous l'effet de l'oxygène,
 $\Delta W' \neq 0$ sous l'effet de la vapeur d'eau.

Les valeurs de $\Delta W'$, exprimées en électrons-volts, sont donc données numériquement par la relation:

$$\Delta W' = \Delta V_1 - \Delta V \quad .$$

Dans le tableau XIV figurent les valeurs de $\Delta W'$ correspondant à l'action de la vapeur d'eau.

TABLEAU XIV

Métal	$\Delta W' (eV)$
Or	0,14 à 0,21
Cuivre	0,06 à 0,09
Fer	0,61
Nickel	0,14
Molybdène	0,03 à 0,06
Platine	0,07

Il est possible d'admettre une autre hypothèse, qui nous paraît plus probable que la première: Nous supposons que le travail d'extraction W_0 est dû à la seule différence de potentiel de VOLTA V et que les impuretés gazeuses modifient à la fois l'effet VOLTA et l'énergie μ_0 des électrons libres du métal (cf.p.4). D'où la relation:

$$h\Delta V_0 = e_0 \Delta V - \Delta \mu_0 \quad ,$$

$\Delta \mu_0$ s'identifiant à $-\Delta W'$ dans l'hypothèse précédente.

Il convient de noter que les conditions du dégazage n'étaient pas identiques pour les mesures de DUBOIS relatives à l'effet VOLTA et pour nos mesures de l'émission photoélectrique. Les électrodes utilisées par DUBOIS étaient constituées par des fils qui pouvaient aisément être portés à une température très peu inférieure à la température de fusion du métal. Nous avons dû utiliser des cathodes plus massives, présentant une surface suffisamment grande, afin qu'elles reçoivent un flux lumineux important; c'est pourquoi les températures atteintes lors du dégazage ont été souvent nettement au-dessous du point de fusion. Il est possible que les écarts constatés entre l'effet VOLTA et l'effet photoélectrique soient liés à ces différences.

Signalons enfin une analogie que nous avons observée entre les deux phénomènes. DUBOIS a noté qu'après le dégazage l'effet VOLTA du métal maintenu dans le vide varie avec le temps: le métal devient plus électropositif et la variation de V est sensible pendant 30 minutes environ. Nous avons constaté un accroissement appréciable du courant photoélectrique après le dégazage, et ce phénomène est bien en accord avec la variation de l'effet VOLTA.

Pour le nickel, par exemple, les mesures effectuées 2 h 1/2 après le dégazage font apparaître un accroissement important du courant photoélectrique, auquel correspond une augmentation d'environ 150 Å de la longueur d'onde du seuil apparent.

RESUME

Nous avons étudié la mesure des courants photoélectriques au moyen des électromètres. La méthode dynamique que nous avons utilisée consiste à noter la déviation de l'appareil au bout d'un temps déterminé. Nous avons montré que, dans les conditions usuelles, le courant de fuite à travers les isolants ne perturbe pas sensiblement les résultats. Pour étalonner l'électromètre sans modifier la capacité C du conducteur isolé, nous avons mis au point une méthode balistique d'un emploi commode. Nous avons montré que, pour l'électromètre à quadrants réglé au maximum de sensibilité à la charge, le coefficient d'influence variable de l'aiguille sur les quadrants entraîne que la capacité du conducteur isolé est équivalente à $2C$.

Nous avons mis au point une méthode de réglage d'un électromètre à lampes constitué par deux triodes électromètres montées en pont, de manière à réduire le plus possible la dérive du zéro.

Nous avons étudié l'émission photoélectrique des métaux suivants: or, cuivre, fer, nickel, molybdène, tungstène et platine. Les mesures du courant photoélectrique I ont été faites successivement avec les métaux dégazés par chauffage dans le vide, puis avec les métaux préalablement soumis à l'action de l'oxygène, enfin avec les métaux préalablement soumis à l'action de la vapeur d'eau. Les courbes de distribution spectrale $I(\lambda)$ ont fait apparaître que, pour tous les métaux étudiés, l'action de l'oxygène diminue l'émission photoélectrique quelle que soit la longueur d'onde λ de la lumière excitatrice. L'action de la vapeur d'eau augmente l'émission photoélectrique pour les faibles longueurs d'onde, sauf dans le cas du platine; pour les grandes longueurs d'onde, les résultats diffèrent suivant les métaux.

L'analyse des résultats par la méthode de FOWLER nous a permis de déterminer les seuils vrais; elle nous a montré en outre que l'oxygène n'influe pas sensiblement sur le rendement quantique de l'émission photoélectrique, alors que la vapeur d'eau accroît ce rendement.

Nous avons comparé les variations du seuil vrai aux variations de l'effet VOLTA sous l'action de l'oxygène et de la vapeur d'eau. Il est apparu que ces variations satisfont à l'équation d'EINSTEIN pour l'oxygène, mais non pour la vapeur d'eau.

Pour interpréter ces résultats, nous avons formulé l'hypothèse que les impuretés modifient à la fois l'effet VOLTA et l'énergie des électrons libres au zéro absolu, cette variation de l'énergie des électrons étant négligeable pour l'oxygène et importante pour la vapeur d'eau.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - H. HERTZ, Ann.d.Phys., 31, 983 (1887).
- 2 - W. HALLWACHS, Ann.d.Phys., 33, 301 (1888).
- 3 - J. ELSTER & H. GEITEL, Ann.d.Phys., 41, 161 (1890);
42, 564 (1891).
- 4 - P. LENARD, Wien.Ber., 108, 1649 (1899).
- 5 - A. EINSTEIN, Ann.d.Phys., 17, 132 (1905).
- 6 - A. L. HUGHES, Phil.Trans.Roy.Soc., 212, 205 (1912).
- 7 - R. A. MILLIKAN, Phys.Rev., 7, 362 (1916).
- 8 - W. H. KADESCH, Phys.Rev., 3, 367 (1914).
- 9 - A. SOMMERFELD, Zeits.f.Phys., 47, 1 (1928).
- 10 - G. WENTZEL, Sommerfeld Festschrift, p.79.
- 11 - H. FRÖHLICH, Ann.d.Phys., 7, 103 (1930).
- 12 - I. TAMM & S. CHOUBINE, Zeits.f.Phys., 68, 97 (1931).
- 13 - R. H. FOWLER, Phys.Rev., 38, 45 (1931).
- 14 - L. A. DUBRIDGE, New Theories of the Photoelectric Effect,
Hermann, 1935, p.21.
- 15 - A. H. WARNER, Phys.Rev., 38, 1891 (1931).
- 16 - G. N. GLASOE, Phys.Rev., 38, 1490 (1931).
- 17 - L. A. DUBRIDGE & W. W. ROEHR, Phys.Rev., 39, 99 (1932).
- 18 - L. A. DUBRIDGE & W. W. ROEHR, Phys.Rev., 42, 52 (1932).
- 19 - L. A. DUBRIDGE & R. E. SMITH, Phys.Rev., 45, 339 (1934).
- 20 - A. EINSTEIN, Ann.d.Phys., 20, 199 (1905).
- 21 - P. LUKIRSKY & S. PRILEZAEV, Zeits.f.Phys., 49, 236 (1928).
- 22 - E. DUBOIS, Ann.de Phys., XIV, 39 (1930).
- 23 - E. DUBOIS, Act.Scient.et Industr., 81, 2 (1934).
- 24 - G. A. BOUTRY, Phénomènes Photoélectriques, Hermann,
1936, V, 1.
- 25 - M. BATHIER, Diplôme d'Et.Sup., Clermont, 1948, p.24.
- 26 - M. MOULIN, Le Radium, t.IV, 188 (1907).
- 27 - M. BATHIER, Diplôme d'Et.Sup., Clermont, 1948, p.12.
- 28 - E. STEINKE, Zeits.f.Phys., 38, 378 (1926).
- 29 - A. GOETZ, Phys.Rev., 33, 373 (1929).
- 30 - J. DUBOIS, Ann.d'Astroph., 5° ann., 1, 23 (1942).
- 31 - A. ROGOZINSKI, Techn.Gén.du Lab.de Phys., vol.II,
ch.13, éd.C.N.R.S. (1950).
- 32 - G. DILDA, Elettronica, 22 (1952).
- 33 - H. VAN SUCHTELEN, Rev.Techn.Philips, t.V, 2, 54 (1940).
- 34 - S. C. ROY, Proc.Roy.Soc., 112, 599 (1926).
- 35 - R. SUHRMANN, Zeits.f.Phys., 33, 63 (1925).
- 36 - S. WERNER, Dissertation, Upsala (1914).
- 37 - L. W. MORRIS, Phys.Rev., 37, 1263 (1931).
- 38 - L. A. WELO, Phys.Rev., 12, 257 (1918).
- 39 - R. HAMER, Jour.Opt.Soc.Amer., 9, 251 (1924).
- 40 - O. W. RICHARDSON & K. T. COMPTON, Phil.Mag., 24, 576 (1912).
- 41 - D. W. CORNELIUS, Phys.Rev., 1, 16 (1913).
- 42 - G. B. WELCH, Phys.Rev., 32, 657 (1928).
- 43 - A. E. HENNINGS & W. H. KADESCH, Phys.Rev., 8, 209 (1916).

- 44 - A.B.CARDWELL, Proc.Nat.Acad.Sci., 14, 439 (1928).
- 45 - H.EICHLER, Zeits.f.Wiss.Phot., 16, 10 (1916).
- 46 - M.ERNST, Zeits.f.Wiss.Phot., 17, 35 (1918).
- 47 - H.KLUMB, Zeits.f.Phy., 47, 652 (1928).
- 48 - M.J.MARTIN, Phys.Rev., 33, 991 (1929).
- 49 - C.F.HAGENOW, Phys.Rev., 13, 415 (1919).
- 50 - T.H.HARRISON, Proc.Phys.Soc.Lond., 38, 214 (1926).
- 51 - A.H.WARNER, Phys.Rev., 37, 233 (1931).
- 52 - A.H.WARNER, Proc.Nat.Acad.Sci., 13, 56 (1927).
- 53 - A.WOODRUFF, Phys.Rev., 26, 655 (1925).
- 54 - CHIEN CHA, Phil.Mag., 49, 262 (1925).
- 55 - O.KOPPIUS, Phys.Rev., 18, 443 (1921).
- 56 - R.SUHRMANN, Zeits.f.Phy., 13, 17 (1923).
- 57 - R.POHL & P.PRINGSHEIM, Verh.d.Deutsch.Phy.Ges.,
14, 546 (1912);
15, 111 (1913).
- 58 - O.STUHLMANN, Phys.Rev., 15, 549 (1920).
- 59 - K.HERMANN, Ann.d.Phy., 77, 503 (1925).
- 60 - L.A.DUBRIDGE, Phys.Rev., 29, 451 (1927);
31, 236 (1928).
- 61 - L.LOCKROW, Phys.Rev., 19, 97 (1922).

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION.	1
I) Historique	1
II) Théorie de FOWLER	2
III) Effet photoélectrique et effet VOLTA	8
IV) Objet de nos recherches	9
CHAPITRE I. MESURE DES COURANTS PHOTOELECTRIQUES	10
I) Méthode dynamique d'utilisation des électromètres	11
II) Etalonnage d'un électromètre à quadrants	17
III) Etude d'un électromètre à lampes	22
CHAPITRE II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL & TECHNIQUE DES MESURES	39
I) Description du montage et des appareils	39
II) Dégazage des électrodes	43
III) Conduite des mesures	44
CHAPITRE III. RESULTATS EXPERIMENTAUX	47
I) Mesure thermoélectrique du rayonnement ultra-violet	47
II) Etude de l'or	49
III) Etude du cuivre	55
IV) Etude du fer	57
V) Etude du nickel	60
VI) Etude du molybdène	63
VII) Etude du tungstène	65
VIII) Etude du platine	68
CHAPITRE IV. INTERPRETATION DES RESULTATS	72
I) Seuil apparent et seuil vrai	72
II) Variations de l'effet VOLTA	74
III) Variations de l'effet photoélectrique	75
RESUME.	81
BIBLIOGRAPHIE.	82

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE:

DETERMINATION DES MASSES MOLECULAIRES MOYENNES
DANS LE DOMAINE DES MELANGES MACROMOLECULAIRES

Vu et approuvé,
Clermont, le 20 décembre 1960.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
P. REMY

Vu et permis d'imprimer,
Clermont, le 27 décembre 1960.
Le Recteur de l'Académie de Clermont,
E. LAPALUS

Edité par
LE CENTRE UNIVERSITAIRE D'EDITIONS
64, Avenue d'Italie
CLERMONT-FERRAND

Dépôt légal: Premier trimestre 1961

